

EIN DREIDIMENSIONALES STATIONÄRES MODELL
DER KÜSTENKONVERGENZ UND VERWANDTER PROBLEME,
WELCHE DURCH SPRUNGHAFTE ÄNDERUNG DER
BODENRAUHIGKEIT ZUSTANDEKOMMEN

INAUGURAL - DISSERTATION
zur Erlangung der Doktorwürde
des Fachbereichs 24 Geowissenschaften
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Aksit Tamer
aus Adana, Türkei

1976

EIN DREIDIMENSIONALES STATIONÄRES MODELL
DER KÜSTENKONVERGENZ UND VERWANDTER PROBLEME,
WELCHE DURCH SPRUNGHAFTE ÄNDERUNG DER
BODENRAUHIGKEIT ZUSTANDEKOMMEN

INAUGURAL - DISSERTATION

zur Erlangung der Doktorwürde
des Fachbereichs 24 Geowissenschaften
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Akşit Tamer
aus Adana, Türkei



1. Referent : Prof. Dr. H. FORTAK

2. Referent : Prof. Dr. F. WIPPERMANN

Tag der mündlichen Prüfung : 21. Juni 1976

INHALT	Seite
VORWORT	i
ZUSAMMENFASSUNG	ii
1. EINLEITUNG	1
1.1 Problemstellung	1
1.2 Überblick über den Stand der Kenntnis auf diesem Gebiet	3
2. MATHEMATISCH - PHYSIKALISCHE FORMULIERUNG DES PROBLEMS	10
2.1 Das System der Bewegungsgleichungen	11
2.2 Parameterisierungsansätze	11
2.3 Dimensionslose Darstellung der Modellgleichungen	13
3. NÄHERE AUSFÜHRUNGEN ZUR MODELLIERUNG	15
3.1 Die vertikale Schichtung im Modell	15
3.11 EKMAN - Schicht	16
3.12 PRANDTL - Schicht	19
3.13 Adaptationsschicht	20
3.14 Interne Grenzschicht	25
3.2 Endgültige Modellgleichungen	28
4. NUMERISCHE LÖSUNG DES SYSTEMS DER MODELLGLEICHUNGEN	28
4.1 Numerische Simulation der EKMAN - Spirale als Anfangswindprofil	29
4.2 Randbedingungen	34
4.3 Numerische Berechnung der Lösungen	35
4.31 Numerische Stabilität	35
4.32 Lösung für den Übergang von glatter zu rauher Unterlage	36
4.33 Lösung für den Übergang von rauher zu glatter Unterlage	44
4.4 Variation des Anströmungswinkels	52
4.41 Übergang von glatter zu rauher Unterlage	52
4.42 Übergang von rauher zu glatter Unterlage	60
5. ZUSAMMENFASSENDE DISKUSSION	64
LITERATURVERZEICHNIS	72
ANHANG	

VORWORT

Die Luftströmungen in der planetarischen Grenzschicht sind für die theoretische Meteorologie von großem Interesse. Neben der Topographie beeinflusst auch die Bodenbeschaffenheit, sowohl thermisch als auch dynamisch, diese Strömungen.

Von den dynamischen Effekten soll in der vorliegenden Untersuchung der Einfluß einer abrupten Änderung in der Bodenrauigkeit auf die Strömung im unteren Bereich der Atmosphäre zur Diskussion gestellt werden. Dieses Problem ist seit dem Anfang unseres Jahrhunderts mehrfach behandelt worden. Elektronische Rechenanlagen geben heute die Möglichkeit, komplexe mathematische Probleme auf diesem Gebiet numerisch zu behandeln.

Wie aus der Literatur zu ersehen ist, sind verschiedene Lösungsmethoden zur Schließung des hier zur Anwendung kommenden Gleichungssystems vorgeschlagen worden. Über diese Parameterisierung schreibt F. WIPPERMANN ([44], S. 33): "The results obtained by models using such a closure are at least not better (at the present time) than those obtained by models using other, more conventional, closing hypotheses." Im Anschluß an und in Übereinstimmung mit WIPPERMANNs Ausführungen ist auch in der vorliegenden Studie keine neue Hypothese ausgearbeitet worden. Vielmehr wird ein Modell vorgestellt, das auf der Grundlage von Kenntnissen, die durch numerische Integration gewonnen werden, die Strömung mit Hilfe einer vorausgesetzten Adaptationsschicht (Übergangsschicht) beschreibt.

Ich möchte meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. H. FORTAK, für seine unermüdliche Betreuung dieser Arbeit meinen Dank aussprechen. Weiterhin danke ich Prof. Dr. JEHN, Dr. P.A. TAYLOR und nicht zuletzt meinen Kollegen am Institut für Theoretische Meteorologie, Dr. J. PANKRATH, Dr. B. GUTSCHE und Dr. I. JACOBSEN für ihre Bereitschaft zur Diskussion.

ZUSAMMENFASSUNG

Zur dreidimensionalen Berechnung der Strömung bei einer abrupten Änderung der Bodenrauigkeit unter barotropen und stationären Verhältnissen sind in der vorgelegten Arbeit verschiedene Methoden zur Schließung des Gleichungssystems untersucht worden. Es ist ein Modell entwickelt worden, das die Mischungsweghypothese mit Hilfe der Mischungslänge von BLACKADAR zur Anwendung bringt. In diesem Modell erfolgt die numerische Integration entgegen bisherigen Arbeiten über die Annahme einer Adaptationsschicht, in der ein Übergang von einer neuen Rauigkeitslänge am Boden zur alten Rauigkeitslänge in der Höhe stattfindet. Zur Beschreibung der Rauigkeitslänge in dieser Übergangsschicht ist eine Beziehung zwischen der Schubspannungsänderung und der Rauigkeitslänge für Glatt - Rauh- und Rauh - Glattströmungen numerisch berechnet worden.

Außerdem sind die Strömungsverhältnisse bei unterschiedlichen Anströmungsrichtungen untersucht worden. Messungen von ECHOLS bestätigen die vorliegenden Ergebnisse und man kann bei den Windprofilen einen engen Zusammenhang mit den Windprofilen des Widerstandsgesetzes feststellen.

Das mit dimensionslosen Größen rechnende Modell erlaubt die Anwendung von verschiedenen Anfangswindprofilen und verschiedenen Rauigkeitsänderungen.

Die Berechnungen zeigen, daß die Vertikalgeschwindigkeit in der EKMAN - Schicht zunimmt. Als Beispiel sei angeführt: Bei senkrechter Anströmung ($\alpha = 0$) resultiert in einer Entfernung von $x = 178 \text{ m}$ in einer Höhe von $z = 50 \text{ m}$ eine maximale Vertikalgeschwindigkeit von $w = 4 \text{ cm/sec}$. Zur Dimensionierung dieser Größen ist hier $z_0 = 1 \text{ cm}$ und $|\mathbf{v}_{h,g}| = 10^3 \text{ cm/sec}$ eingesetzt worden. Bei Linksdrehung des geostrophischen Windes rückt der maximale Wert von w in größere Entfernungen und Höhen als bei Rechtsdrehung.

1. EINLEITUNG

Das Studium der bodennahen Luftschicht, innerhalb der sich die menschlichen Aktivitäten abspielen, hat in den letzten Jahren in zunehmendem Maße das Interesse der Wissenschaft gefunden. Man hat sich unter anderem auch dem Problem zugewandt, das Verhalten der Luftströmung in der bodennahen Reibungsschicht - die in mittleren Breiten eine typische Höhe von 1000m erreicht - beim Vorhandensein einer Rauigkeitsänderung mathematisch zu beschreiben.

Seit 1940 wurde dieses Thema in verschiedenen Arbeiten aus unterschiedlichen wissenschaftlichen Gründen aufgegriffen. W. PAESCHKE [24], 1937, sowie W. Z. SADEH, J. E. CERMAK und T. KAWATANI [34], 1970, veröffentlichten Messungen der Luftströmung über unterschiedlichen Bodenbeschaffenheiten. J. BLOM und L. WARTENA [3] sowie P. A. TAYLOR [38], [40] gaben 1969 ihre theoretischen Untersuchungen bekannt. In den Arbeiten von P. A. TAYLOR wird insbesondere auch der Einfluß der Bodenrauigkeitsänderung auf die Vertikalbewegung bei verschiedenen Windanströmungsrichtungen untersucht.

Ferner sei an dieser Stelle auf die Arbeiten von zahlreichen Wissenschaftlern hingewiesen, für die stellvertretend M. A. ESTOQUE [12] genannt sei, welche die kombinierte Wirkung von Bodenbeschaffenheit und thermischer Konvektion auf die Windströmung untersucht haben.

Hier sind auch die theoretischen und praktischen Forschungen zum Land-Seewind - Problem zu erwähnen.

Die Behandlung dieser Probleme wird durch die Notwendigkeit erschwert, Form und Struktur der Grenzschicht exakt zu formulieren. Ein Vergleich der Ergebnisse der vorangehend genannten Arbeiten mit verschiedenen Windprofilmessungen gibt Hinweise über die Güte der dort getroffenen Approximationen. Auf der Grundlage geeigneter Approximationen wird in der vorliegenden Arbeit versucht, durch Anwendung numerischer Berechnungsverfahren eine möglichst realistische Darstellung des Strömungsverhaltens bei einem Bodenrauigkeitssprung zu erzielen.

1.1 Problemstellung

Es besteht das Problem, die an eine Bodenrauigkeitslänge z_0 angepasste Strömung beim Übergang auf eine neue Bodenbeschaffenheit mit der Rauigkeitslänge z_1 zu untersuchen. Die Änderung der Bodenrauigkeit setze bei $x = 0$ ein. Für $x < 0$ sei die Strömung vollständig an die Bodenrauigkeit z_0 adaptiert, d.h. die Strömung sei beschleunigungsfrei und Druckgradient, Coriolisbeschleunigung und Reibungsbeschleunigung stehen im Gleichgewicht (Fig. 1). Man bezeichnet diese Strömung als EKMAN - Schicht - Strömung.

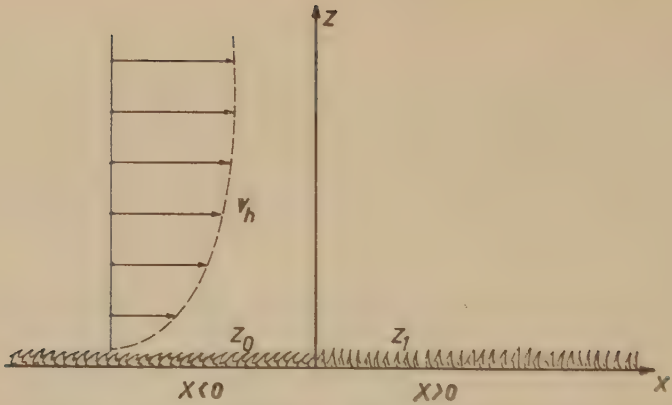


Fig. 1 : Darstellung der Bodenrauigkeit und Gleichgewichtsprofil der Horizontalgeschwindigkeit

Da die Bodenrauigkeitsänderung nicht immer senkrecht zum geostrophischen Wind liegt, muß die Anströmungsrichtung in die Rechnungen mit einbezogen werden. Der Winkel zwischen Windrichtung am Boden und geostrophischem Wind sei β , derjenige zwischen dem geostrophischen Wind und der x -Achse α . Die y -Achse zeige die Grenzlinie der Bodenrauigkeit an und die x -Achse verlaufe senkrecht zur y -Achse in Strömungsrichtung (Fig. 2).

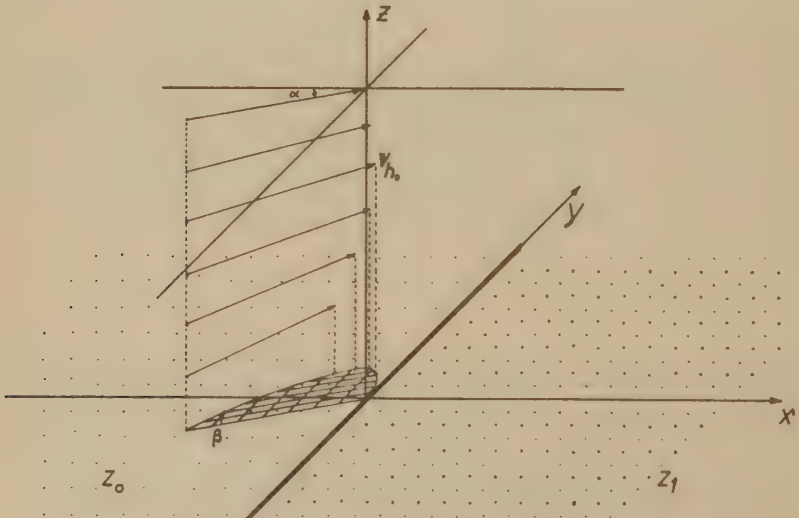


Fig. 2 : Darstellung der Horizontalströmung innerhalb der EKMAN-Schicht

Es können verschiedene EKMAN-Spiralen berechnet werden. Die Eingabeparameter hierzu sind die Rossby-Zahl Ro , der maximale Wert der Mischungslänge λ und die Bodenschubspannung τ_0 .

1.2 Überblick über den Stand der Kenntnis auf diesem Gebiet

Die in Kap. 1.1 dargelegten Probleme umfassen zahlreiche Teilaspekte, wie z.B. den Übergang zur anderen Rauheitslänge, die auf komplizierte Weise ineinandergreifen. Die für die Behandlung des Gesamtproblems erforderlichen theoretischen Ansätze und empirisch-meßtechnischen Kenntnisse sind noch nicht ausgereift, sodaß die vielfach in der Literatur aufgestellten Hypothesen einer sorgfältigen Analyse und einer meßtechnischen Verifikation bedürfen.

Bevor wir auf die theoretischen Untersuchungen eingehen, ist es zweckmäßig, einige dieser Messungen zu erläutern, um zu wissen, welche praktischen Erkenntnisse für den Theoretiker vorhanden sind.

Bei der meßtechnischen Untersuchung der Überströmung einer Oberfläche mit Änderung der Rauigkeit lassen sich zwei Vorgehensweisen unterscheiden: Labor- und Feldmessungen, wobei die Feldmessungen wiederum aufzuschlüsseln sind nach Messungen im kleinräumigen Scale und solchen im Meso-Scale:

1) W. Z. SADEH, J. E. CERMAK, T. KAWATANI [34] simulierten die Strömungsverhältnisse in einem Waldgebiet, indem sie unter Durchführung von Ähnlichkeitsannahmen den Wald in einem Windtunnel nachbildeten. Die Untersuchung gestattete jedoch nur geringe Rückschlüsse auf den Einfluß der Bodenrauigkeitsänderung, da Messungen vor Eintritt der Strömung in den Wald fehlten.

2) Im Rahmen einer Feldmessung im kleinräumigen Scale ermittelte E. F. BRADLEY [4] gleichzeitig Wind- und Schubspannungsprofile in den untersten 3 m der bodennahen Grenzschicht auf einem Gebiet von 200×92 m, auf dem in einem Teilgebiet (20×26 m) durch im Erdboden verankerte Stäbe eine Rauigkeitsänderung erzeugt wurde. Es lagen die folgenden Bodenrauigkeitslängen zugrunde: für die glatte Fläche $z_0 = 0.002$ cm, für die rauhe Fläche a) $z_0 = 0.25$ cm und b) $z_0 = 0.5$ cm. Daraus ergibt sich ein Übergangskoeffizient von $m = 0.25/0.002 = 125$ bzw. $m = 0.002/0.25 = 0.008$. Durch Messungen in mehreren Höhen (bis 3 m) untersuchte er unter verschiedenen Entfernungen die Grenzfläche zwischen gestörter und ungestörter Strömung und setzte sich mit den Theorien von ELLIOT [11], R. S. TAYLOR [37] und der Theorie von PANOFSKY und TOWNSEND [25] auseinander. Er stellte für niedrige Höhen eine gute Übereinstimmung fest, fand jedoch zugleich, daß im Bereich unmittelbar unterhalb der Grenzfläche zwischen gestörter und ungestörter Strömung die Annahme höhenkonstanter Schubspannung nicht gerechtfertigt ist. Die unterschiedlichen Übergangsannahmen, die die drei Theorien für diesen Bereich machen, beinhalten ein lineares aber jeweils unterschiedliches Anwachsen

der Höhe dieser Grenzfläche mit zunehmender Entfernung vom Rauheitsprung.

Da das Anfangswindprofil nur durch einen einzigen Wert nahe 2m Höhe gekennzeichnet war und auch die übrigen Profile nur bis in diese Höhe reichten, können seine Meßergebnisse lediglich für die quantitative Verifizierung einer Theorie im kleinräumigen Scale herangezogen werden, nicht aber für den in dieser Arbeit interessierenden Meso-Scale.

3) Feldmessungen im Meso-Scale wurden an verschiedenen Orten durchgeführt. Dabei unterschieden sich die Konzeptionen der Vorhaben sehr voneinander und demgemäß auch die Auswahl des jeweiligen Meßortes. Somit entsprachen Meßanordnung und -durchführung i. a. nicht den in Kap. 1.1 dargelegten Idealisierungen der theoretischen Modelle, sodaß die Meßergebnisse für einen direkten quantitativen Vergleich mit den Modellrechnungen nur mit Einschränkungen herangezogen werden können. Zu diesem Zweck wäre die Bestimmung des Anfangswindprofils an einem Ort vor dem Rauheitsprung erforderlich und es müßten mehrere Messungen in verschiedenen Entfernungen hinter dem Rauheitsprung vorliegen bis hin zu demjenigen Bereich, für den die Strömung wieder beschleunigungsfrei ist. In der Vertikalen sollten die Messungen bis in die Höhe des geostrophischen Windes reichen.

Geeignete Informationen liefern die von der Atmospheric Science Group der Universität von Texas am Golf von Mexico durchgeführten Messungen [9], [43], [10], [19]. Darunter ist insbesondere die im Sommer 1968 durchgeführte Messung von W. T. ECHOLS [9] zu erwähnen. Beim Vorhandensein einer Land-Seewind-Zirkulation werden die Windgeschwindigkeitsprofile in zwei Entfernungen auf dem Lande gemessen. Ein Vergleich dieser Profile bis 27m Höhe gibt Anhaltspunkte über die Dicke der jeweiligen internen Grenzschicht hinter der abrupten Änderung der Rauheitslänge beim Übergang vom Meer aufs Land.

Eine andere Messung stammt von E. L. PETERSEN und P. A. TAYLOR [29]. Da im Kap. 5 ein Vergleich der Modellrechnung mit den Messungen von ECHOLS sowie PETERSEN und TAYLOR erfolgen soll, wird an dieser Stelle nicht näher auf diese Arbeiten eingegangen.

Theoretische Arbeiten zur Beschreibung der Strömungsänderung bei Bodenrauheitssprüngen liegen seit Ende der 50er Jahre vor. Hinsichtlich des Lösungsansatzes für die hier zugrundeliegenden internen Grenzschichtgleichungen unterscheidet man

- a) analytische Methoden
- b) numerische Modelle

a) Bei den analytischen Methoden bereiteten die früher bei der Behandlung der Plattenströmung erworbenen Kenntnisse den Weg zur Bestimmung der Dicke $\delta(x)$ der internen Grenzschicht. ELLIOT [11] fand 1958 aus der Lösung der vertikal integrierten Bewegungsgleichung einen analytischen

Ausdruck für die Grenzschichtdicke δ . Er interpretiert die Obergrenze der internen Grenzschicht als Diskontinuitätsfläche bezüglich der Schubspannungsgeschwindigkeit und nimmt unterhalb dieser Diskontinuitätsfläche einen logarithmischen Verlauf des vertikalen Windprofils an, das durch die lokalen Werte der Schubspannungsgeschwindigkeit und der Rauheitslänge charakterisiert ist; oberhalb der Diskontinuitätsfläche liegt das logarithmische Windprofil mit den Werten des ungestörten Strömungsfeldes vor. Daraus resultiert an der Diskontinuitätsfläche ein Sprung von der neuen Schubspannungsgeschwindigkeit u_1^+ zur Schubspannungsgeschwindigkeit u_0^+ des ungestörten Anfangsströmungsfeldes. Im Sinne einer Verbesserung dieses Ansatzes berichtigten PANOFSKY und TOWNSEND [25] diese Sprungstelle durch die Einführung einer linearen Änderung der Schubspannungsgeschwindigkeit mit der Höhe innerhalb der internen Grenzschicht und erzielten an deren Obergrenze durch eine Anpassung an das Anfangsströmungsfeld mit Hilfe der Beziehungen

$$\sqrt{\frac{|\tau|}{\rho}} = \begin{cases} u_0^+ & : \text{für } x \leq 0 \text{ und } z > 0 \\ u_1^+(x) - \frac{u_1^+(x) - u_0^+}{\delta(x)} z & : 0 < z \leq \delta(x) \\ u_0^+ & : z > \delta(x) \end{cases} \quad \text{für } x > 0 \text{ und}$$

einen stetigen Übergang im vertikalen Profil der Schubspannungsgeschwindigkeit. Die hiermit berechnete Struktur der internen Grenzschicht unterscheidet sich demnach von der von ELLIOT und später von PLATE und HIDDY [30] bestimmten. Auf der Arbeit von ELLIOT aufbauend führten PLATE und HIDDY eine weitere Schicht mit der Dicke $\delta'(x)$ oberhalb der internen Grenzschicht ein, in der die Diskontinuität des Schubspannungsgeschwindigkeitsprofils beseitigt wurde. Die Bestimmung der auftretenden Parameter erfolgte durch Anwendung der v. KÁRMÁN - POHLHAUSEN - Methode (SCHLICHTING [35], S. 180). Eine eingehende Darstellung der Lösung der vertikalen Bewegungsgleichung für die drei oben dargelegten Ansätze für das vertikale Schubspannungsgeschwindigkeitsprofil mit Hilfe der v. KÁRMÁN - POHLHAUSEN - Methode findet sich bei PLATE [31].

Im Gegensatz zu den zuvor beschriebenen Arbeiten hat TOWNSEND [41], [42] die Bewegungsgleichung in ihrer ursprünglichen, nicht vertikal integrierten Form verwendet.

Der Tatsache, daß die Änderung des Geschwindigkeitsprofils für $x > 0$ auf zwei Faktoren zurückzuführen ist, nämlich einmal auf die Beschleunigung, die eine Partikel erfährt, zum anderen auf die vertikale Verschiebung der Stromlinien, trägt TOWNSEND durch eine Modifizierung des PANOFSKY - TOWNSENDschen Ansatzes für das Vertikalprofil der Schubspannungsgeschwindigkeit Rechnung.

Unter Verwendung von Ähnlichkeitsansätzen gelang es ihm, über die Berechnung der Geschwindigkeitsänderung hinausgehend, diejenigen Bedingun-

gen abzuleiten, unter denen eine Selbsterhaltung der Profilform möglich ist, wie sie implizit auch den Vorstellungen von ELLIOT sowie PANOF-SKY und TOWNSEND zugrundeliegt.

Eine Inkonsistenz in TOWNSENDS Grundgleichungen wurde später von BLOM und WARTENA [3] beseitigt. Sie führten innerhalb der internen Grenzschicht eine Adaptationsschicht ein, in der die Anpassung der Geschwindigkeitsprofile erfolgte. Durch die Berechnung der Schubspannungs-geschwindigkeit in diesem Bereich und durch eine Neuformulierung der Stromlinienanordnung erzielten sie höhere Geschwindigkeiten im unteren Bereich und ein langsames Ansteigen der internen Grenzschicht, ver-glichen mit den entsprechenden Resultaten von TOWNSEND. Größenord-nungsmäßig erfolgte eine Adjustierung des neuen logarithmischen Wind-profils über eine Höhe von 50m erst in einer Entfernung von etwa 15km vom Rauigkeitssprung.

Eine vergleichende Wertung dieser verschiedenen Ansätze für die analyti-schen Lösungen der Grenzschichtgleichungen wurde, wie eingangs dieses Kapitels erläutert, erst durch die Messungen BRADLEYS möglich. Diese Meßergebnisse zeigten, daß die zur analytischen Lösung des Gleichungs-systems getroffenen Modellannahmen für niedrige Höhen und für den Be-reich unmittelbar hinter dem Rauigkeitssprung nicht zu befriedigenden Resultaten führten (Fig. 3). Das heißt, daß ihre Anwendungsmöglichkeiten auch in der PRANDTL-Schicht begrenzt sind.

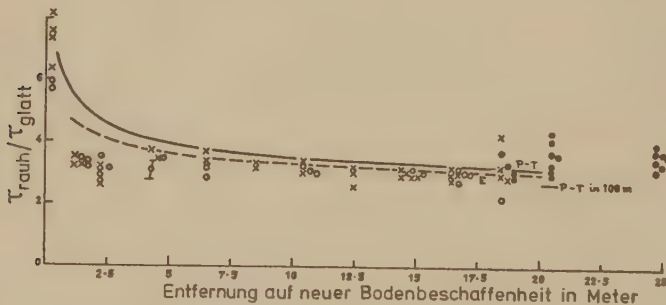


Fig. 3 : Änderung der Bodenschubspannung bei einer Glatt - Rauh - Strömung
Messungen am 26. August 1964 (•), 27. August 1964 (x),
30. August 1964 (◦) (von $z_0 = 0.002$ cm zu $z_0 = 0.25$ cm)

E: ELLIOT - Theorie, P - T: PANOF-SKY - TOWNSEND - Theorie.

b) Die Großrechenanlagen bieten die Möglichkeit, nicht-lineare partielle Differentialgleichungen numerisch zu lösen. Unter Vorgabe eines logarith-mischen Anfangswindprofils für das ungestörte Strömungsfeld in der PRANDTL-Schicht hat P. A. TAYLOR [38] das aus Bewegungsgleichungen,

Kontinuitätsgleichung und Mischungswegansatz bestehende Gleichungssystem numerisch gelöst. Er fand ein Ansteigen der internen Grenzschicht mit der Höhe in guter Übereinstimmung mit den analytischen Resultaten von PANOFKY und TOWNSEND.

Diese Berechnung der Grenzschichthöhe $\delta(x)$ wurde von ihm später [40] auf die Behandlung der gesamten planetarischen Grenzschicht übertragen, wobei jedoch der Verlauf der internen Grenzschicht stets auf die PRANDTL-Schicht beschränkt blieb. Zur numerischen Integration des zugehörigen Gleichungssystems, bestehend aus der Kontinuitätsgleichung und der zweidimensionalen Bewegungsgleichung, die er durch den BLACKADAR'schen Mischungswegansatz abschloß, benutzte er das RUNGE-KUTTA-Verfahren. Als Anfangswindprofil griff er dazu auf die in der Arbeit [39] gewonnene exakte numerische Lösung der EKMAN-Spirale zurück. Als Ergebnis wurden horizontale Geschwindigkeits- und Schubspannungsprofile für den Fall eines Überganges von rauhem zu glattem Untergrund und für den entgegengesetzten Fall eines Überganges von glattem zu rauhem Untergrund gewonnen.

Die zu erwartende Änderung der Winddrehung mit der Höhe tritt erst in sehr großer Entfernung vom Rauigkeitsprung (für $x/z_0 \approx 10^6$) auf und nimmt einen Betrag in der Größenordnung von 4 Grad an. Dabei handelt es sich beim Übergang von rauhem zu glattem Untergrund um eine Abnahme der Drehung um diesen Betrag, im entgegengesetzten Fall entsprechend um eine Zunahme.

Ein wesentlicher Nachteil der durch die Verwendung einer Mischungsweghypothese hergestellten Beziehung zwischen Schubspannung und Geschwindigkeitsprofil ist in der lokalen Eigenschaft des Mischungsweges zu sehen. In der Natur hingegen ist nach BRADSHAW, FERRIS und ATWELL [5] über die gesamte horizontale Erstreckung der Grenzschicht hinweg eine Entwicklung der Schubspannung zu verzeichnen und nur die Änderungsrate der Schubspannung repräsentiert eine lokale Eigenschaft.

Messungen von BUSCH und PANOFKY [6] zeigten, daß für neutrale atmosphärische Schichtung die dimensionslose Windscherung in beschleunigter Strömung, d.h. bei einem Rauigkeitsübergang von rauhem zu glattem Gelände, Werte kleiner als 1 annahm, während Messungen an der Colorado State University (zitiert nach PETERSON [28]) im umgekehrten Fall einer verzögerten Strömung, d.h. beim Übergang von glattem zu rauhem Untergrund, Werte größer als 1 ergaben. Das legt den Schluß nahe, daß die bei Gleichgewichtsströmungen verwendete Annahme

$$|\tau_{z,h}|^{1/2} \sim \frac{\partial \hat{u}}{\partial z},$$

die auch der Mischungsweghypothese zugrundeliegt, nicht ohne weiteres auf Nicht-Gleichgewichts-Strömungen übertragen werden kann. Vielmehr scheint bei Nicht-Gleichgewichts-Strömungen die Schubspannung langsamer auf Rauigkeitsänderungen zu reagieren als die vertikale Windscherung.

Um diesem Feldcharakter in geeigneter Weise Rechnung zu tragen, wählten BRADSHAW, FERRIS und ATWELL [5] als Ausgangspunkt ihrer Betrachtungen die turbulente Energiegleichung für die PRANDTL-Schicht, setzten die Schubspannung in Relation zur turbulenten kinetischen Energie und verwandelten mit einigen Zusatzannahmen die Energiegleichung in eine Differentialgleichung für die Schubspannung.

Ein analoges Vorgehen zur Abschließung des Gleichungssystems findet sich bei E.W. PETERSON [27]. Seine Anwendung auf das Problem der Rauigkeitsänderung ergab eine beträchtlich verbesserte Übereinstimmung der Resultate mit BRADLEYS Messungen [4], insbesondere im Falle eines Überganges von glattem zu rauhem Untergrund. Als Ursache dafür, daß PETERSONs Ergebnisse für den Fall eines Überganges von rauhem zu glattem Untergrund nicht so gut mit den Messungen übereinstimmten, führte C.C. SHIR [36] die Vernachlässigung des Druckgradienten in der Bewegungsgleichung an. Zur Behebung dieser Schwäche verwendete er unter Ausnutzung der Beziehung $\nabla \times \nabla p = 0$ statt der Bewegungsgleichung die gemittelte Vorticitygleichung und schloß das Gleichungssystem ebenso wie BRADSHAW, FERRIS und ATWELL mit der modifizierten turbulenten Energiegleichung ab. Die numerische Integration dieses Gleichungssystems lieferte auch für den Fall eines Überganges von rauhem zu glattem Untergrund gute Übereinstimmung mit BRADLEYS Meßwerten. Darüberhinausgehend untersuchte SHIR, um Inkonsistenzen bei der Definition der internen Grenzschicht zu beseitigen, gesondert das Verhalten einer durch das Schubspannungsprofil und einer durch das Geschwindigkeitsprofil definierten Grenzschicht und fand, daß sich die Geschwindigkeit langsamer an die neue Rauigkeit adjustierte als die Schubspannung.

Zwei andere Gesichtspunkte traten in der Arbeit von G. ONISHI und M.A. ESTOQUE [12] in den Vordergrund:

- a) Im Gegensatz zu der abrupten Änderung der Strömungsverhältnisse am Rauigkeitssprung sorgt die Natur für einen kontinuierlichen Übergang mit gleichzeitigem Rückwärtsschreiten des Einflusses.
- b) Die abrupte Änderung verursacht in numerischen Modellen häufig das Auftreten unrealistischer Vertikalgeschwindigkeiten. Deswegen werden abrupte Änderungen der Bodenrauigkeit vermieden.

Aus diesem Grunde berücksichtigten ONISHI und ESTOQUE den Druckgradienten in der Bewegungsgleichung und erzielten damit auch eine realistische Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit. Beim Vergleich ihrer Horizontalwindverteilung mit derjenigen von PANOFSKY und TOWNSEND stellt man gute Übereinstimmung im unteren Bereich und in großer Entfernung, Unterschiede im höheren Bereich und am Beginn der neuen Rauigkeit fest.

Auf der letzten Arbeit aufbauend (keine abrupte Bodenrauigkeitsänderung und keine geostrophische Approximation des Druckgradienten) berechnete CHIN-HUA HUANG zusammen mit E.C. NICKERSON [7] ein Gleichungssystem, das aus der zweidimensionalen Bewegungsgleichung, der Konti-

nuitätsgleichung und der Energiegleichung für die mittlere Strömung besteht. Unter Verwendung der Mischungslängenhypothese wurde die numerische Integration nach der modifizierten NEWTON-Methode für stabile, neutrale und labile Schichtung der Atmosphäre ausgeführt. Beim Vergleich der Strömungsverhältnisse für die Glatt-Rauh-Strömung und die umgekehrte Strömung zeigte sich, daß der Einfluß des Druckgradienten auf das horizontale Geschwindigkeitsfeld und die Schubspannung nur bei der Glatt-Rauh-Strömung unbeachtlich war. Die Vertikalgeschwindigkeit im Bereich der PRANDTL-Schicht ist demgegenüber für beide Strömungsrichtungen vom Druckgradienten abhängig.

RAO, WYNGAARD und COTÉ [33] vernachlässigten den Druckgradienten in der Bewegungsgleichung mit der Begründung, daß der Druckeffekt nur lokal zu beachten sei, berücksichtigten jedoch im Unterschied zu den bisherigen Arbeiten den Gradienten der Schwankungsgeschwindigkeit. Zur Lösung des Gleichungssystems, das aus Bewegungsgleichung und Kontinuitätsgleichung besteht, wurde hier das Modell der "Abschließung in höheren Momenten" angewendet. Aus diesem Grunde wurde die Transportgleichung für die spezifische REYNOLDSsche Schubspannung herangezogen. Die hierzu nötigen Parameter sind aus der Dimensionsanalyse bestimmt. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit den BRADLEYschen Messungen. Diese Methode hat den Vorteil, daß mit der von PETERSON und SHIR gemachten Annahme, die Energiedissipation proportional zur Schubspannung mit einer Dissipationslänge (gleich Mischungslänge) zu setzen ($\bar{\epsilon} = \tau^{3/2} / 0.4z$), umgegangen werden kann. Diese Annahme fordert, daß Produktion und Dissipation der Turbulenzenergie im Gleichgewicht sein müssen.

Zusammenfassung: Das Interesse gilt der Beschreibung des neuen Strömungsverhältnisses, das durch die neue Bodenrauigkeit zustandekommt. Die zur analytischen Lösung des Gleichungssystems erforderliche starke Vereinfachung des Strömungsmechanismus konnte durch die Anwendung der numerischen Methoden zum Teil umgangen werden. Die Verifizierung des angewandten Lösungsverfahrens kann nur anhand einiger im engen Bereich über dem Boden durchgeführten Messungen gemacht werden. Diese begrenzte Möglichkeit und die noch im Anfangsstadium befindlichen Turbulenzuntersuchungen lassen uns keine von diesen Methoden als allgemein gültige Lösung für die planetarische Grenzschicht ansehen.

Andererseits wissen wir heute - dank der Entwicklung verfeinerter Meßmethoden und mathematischer Methoden - mehr über die Struktur der Strömung in der PRANDTL-Schicht. Die Windprofile, die aus Messungen in der PRANDTL-Schicht gewonnen sind ([26], [9]), haben einen Knick und sie bestehen aus zwei logarithmischen Teilen. Das zeigt, daß die Schubspannung unter und über ihnen relativ zu ihrem jeweiligen Anfangswert konstant bleibt. Aus diesem Grunde sind wir gezwungen, die Diskontinuitätsfläche als eine Adaptationsschicht zu betrachten, d.h. unter ihr befindet sich eine an die neue Bodenrauigkeit angepaßte und über ihr die alte Gleichgewichtsströmung.

Die meisten Arbeiten behandeln und berechnen die Strömung in der bodennahen Schicht; eine Ausnahme bildet hier P. A. TAYLOR, dessen Modell die gesamte planetarische Grenzschicht umfaßt.

Außer in den Arbeiten von ONISHI und ESTOQUE und von HUANG und NICKERSON ist in keiner anderen Arbeit die Vertikalgeschwindigkeit veröffentlicht, obwohl sie durch die Kontinuitätsgleichung mit berechnet worden ist. Dies gab den Anstoß, in der vorliegenden Untersuchung und aufbauend auf der Arbeit von P. A. TAYLOR [40] das vertikale Windfeld zu berechnen. Absinken und Aufsteigen der Luft spielen für Untersuchungen in der Luftreinhaltung, wo Land-Stadt Rauigkeitsänderungen bekanntlich einen vertikalen Transport über den Städten erzeugen, eine wichtige Rolle. Beispielsweise beobachtet man beim Segelflug je nach Änderung der Bodenbeschaffenheit ein Aufsteigen oder Absinken. Unter dem Einfluß der thermischen Kräfte wird diese vertikale Bewegung noch verstärkt oder abgeschwächt.

Die numerische Berechnung des Modells erfolgte, wie bei P. A. TAYLOR, nach der RUNGE-KUTTA-Methode und mit dem gleichen Anfangswindprofil und dem gleichen internen Grenzschichtmodell. Durch die Selbstanpassung der Integrationsschritte nach vorgegebener Genauigkeit war die numerische Stabilität gewährleistet.

Die Ergebnisse stimmten mit denen von P. A. TAYLOR überein. Die Schubspannungsprofile und auch der horizontale Wind hatten in dem ganzen Untersuchungsgebiet die gleiche Form und Quantität. Dagegen nahm die vertikale Windgeschwindigkeit irrelevante Werte an.

Auf der Suche nach einem leicht anwendbaren Modell, das die Strömung in der planetarischen Grenzschicht mit genügender Genauigkeit beschreibt und physikalisch relevante vertikale Geschwindigkeiten erzeugt, entstand diese Arbeit.

2. MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE FORMULIERUNG DES PROBLEMS

Figur 4 zeigt das verwendete Koordinatensystem und kennzeichnet die zur Beschreibung des Vorganges erforderlichen mathematischen Größen (siehe Kap. 1.1). Die beschleunigungsfreie Strömung im Gebiet $x < 0$ hat das Profil einer EKMAN-Spirale. Der Winkel zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind $\mathbf{v}_{h,g}$ wird mit β und für $x > 0$ mit β_1 bezeichnet. Der Einheitsvektor in Richtung des geostrophischen Windes $\mathbf{e}_h$ schneidet die x -Achse unter dem Anströmungswinkel α . Die vertikale Ausdehnung des Untersuchungsgebietes wird durch die Höhe des geostrophischen Windes bestimmt, die sich aus der EKMAN-Spirale der Anfangsströmung berechnen läßt.

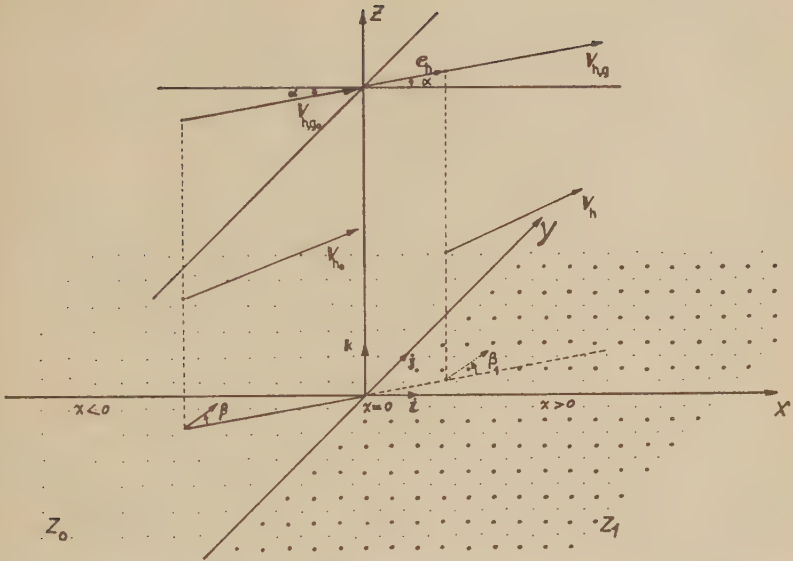


Fig. 4 : Verwendetes Koordinatensystem mit Windvektoren und zugehörigen Winkeln

2.1 Das System der Bewegungsgleichungen

In der planetarischen Grenzschicht werden bei Stationarität und lateraler Homogenität die Bewegungsgleichungen und die Kontinuitätsgleichung in folgender Form approximiert:

$$(1) \quad v_x \frac{\partial v_h}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_h}{\partial z} + f k \times (v_h - v_{h,g}) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\tau_{z,h}}{\rho} \right)$$

$$(2) \quad \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$$

Zur Schließung des Gleichungssystems (1) und (2) muß der Schubspannungsvektor $\tau_{z,h}$ in geeigneter Weise parameterisiert werden.

2.2 Parameterisierungsansätze

In der planetarischen Grenzschicht werden die Bewegungen durch die

Wechselwirkung zwischen kleinräumigen und mesoskaligen Bewegungen bestimmt. Da die Gesetzmäßigkeiten über diese gegenseitige Wechselwirkung in der planetarischen Grenzschicht noch weitgehend unbekannt sind, sind wir gezwungen, bei theoretischen Arbeiten Modellvorstellungen zu entwickeln, die physikalisch richtige Ergebnisse gewährleisten. Ein solches Verfahren wird als Parameterisierung bezeichnet; die meßtechnische Verifizierung stellt die Basis für ein solches Vorgehen dar.

Die SCHMIDTsche Austauschhypothese bietet die Möglichkeit, in der Gleichung (1) die Schubspannung, welche eine Korrelation zwischen unbekannten Geschwindigkeitsfluktuationen darstellt, durch externe Parameter zu beschreiben. Jeder turbulente Fluß einer physikalischen Eigenschaft wird proportional zum lokalen Gradienten der entsprechenden gemittelten Größe angesetzt. Für den Schubspannungsvektor, der den turbulenten Vertikaltransport des horizontalen Impulses angibt, lautet dieser Ansatz:

$$(3) \quad \frac{\tau_{z,h}}{\rho} = K_M \frac{\partial v_h}{\partial z}$$

Der Proportionalitätsfaktor K_M wird als turbulente Viskosität bezeichnet und hängt von Stabilität und Windscherung ab. Aufgrund der inhaltlichen Vorstellungen, die mit dem Parameterisierungskonzept verknüpft sind, muß der turbulente Diffusionskoeffizient des Horizontalimpulses K_M wieder mit den mittleren Eigenschaften des Strömungsfeldes verknüpft sein. Das geschieht durch die Einführung eines turbulenten Mischungsweges l gemäß

$$(4) \quad K_M = l \sqrt{\frac{|\tau_{z,h}|}{\rho}}$$

Aus Gleichung (3) und (4) erhalten wir für K_M

$$(5) \quad K_M = l^2 \left| \frac{\partial v_h}{\partial z} \right|$$

und für die Schubspannung

$$(6) \quad \frac{\tau_{z,h}}{\rho} = l^2 \left| \frac{\partial v_h}{\partial z} \right| \frac{\partial v_h}{\partial z}$$

In Anlehnung an die Arbeit von P. A. TAYLOR [40] wird hier die Mischungsweglänge l nach BLACKADAR [2] zur Berechnung des Vertikalprofils der Windgeschwindigkeit in der neutral geschichteten Atmosphäre herangezogen:

$$(7) \quad l = k \frac{z + z_i}{1 + k \frac{z}{\lambda}}, \quad z_i = \begin{cases} z_0 & : x \leq 0 \\ z_1 & : x > 0 \end{cases}, \quad k = 0,4$$

Hier repräsentiert λ den Maximalwert der Mischungsweglänge l wenn z gegen Unendlich geht.

Das Einsetzen von (7) in (6) liefert für die Schubspannung in Abhängigkeit von den externen Parametern z_0 , λ und Windscherung:

$$(8) \quad \frac{\tau_{z,h}}{\rho} = \left[k \frac{z + z_i}{1 + k \frac{z}{\lambda}} \right]^2 \left| \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z} \right| \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z}$$

In der Veröffentlichung von F. WIPPERMANN [44] (S. 42) sind verschiedene Ansätze von l aufgeführt.

2.3 Dimensionslose Darstellung der Modellgleichungen

Zur weiteren Anwendung werden die Gleichungen (1) und (2) dimensionslos gemacht. Da in den Gleichungen die Dimensionen von Länge und Geschwindigkeit auftreten, bietet es sich an, als Bezugsgröße die Rauigkeitslänge z_0 (Längenmaß) und den Betrag des geostrophischen Windes $v_{h,g}$ (Geschwindigkeitsmaß) zu wählen. Auf diese Weise werden die Ergebnisse unabhängig von den externen Größen z_0 und $v_{h,g}$, d.h. diese Größen können frei gewählt werden. Die dimensionslosen Größen lassen sich wie folgt definieren:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}'_h &= \frac{\mathbf{v}_h}{v_{h,g}} \\ z' &= \frac{z}{z_0} \quad , \quad l' = \frac{l}{z_0} \\ x' &= \frac{x}{z_0} \quad , \quad m = \frac{z_i}{z_0} \quad , \quad z_i = \begin{cases} z_0 & : x \leq 0 \\ z_1 & : x > 0 \end{cases} \end{aligned}$$

und

$$\tau'_{z,h} = \frac{\tau_{z,h}}{\rho} / v_{h,g}^2$$

Mit $\mathbf{v}_h = \mathbf{v}_x + \mathbf{v}_y = u\mathbf{i} + v\mathbf{j}$ werden die dimensionslosen Geschwindigkeitskomponenten:

$$u' = \frac{u}{v_{h,g}} \quad , \quad v' = \frac{v}{v_{h,g}}$$

Für den geostrophischen Wind gilt

$$\mathbf{v}_{h,g} = v_{h,g} \mathbf{e}$$

wobei der Einheitsvektor $\mathbf{e}$ in Richtung des geostrophischen Windes weist

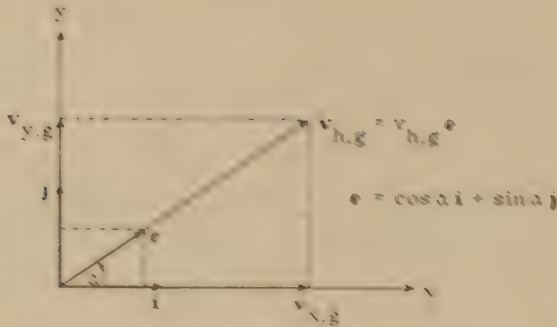


Fig. 5 : Komponentenweise Darstellung des geostrophischen Windes

Für den Spezialfall der senkrechten Anströmung zur Bodenrauigkeit ($\alpha = 0$) nimmt das Gleichungssystem die gleiche Form wie bei P. A. TAYLOR [40] an.

Durch Multiplikation der durch das Einsetzen von (6) in (1) gewonnenen Bewegungsgleichung mit $z_0 v_{h,g}^2$ und der Kontinuitätsgleichung mit $z_0 v_{h,g}$ erhält man die dimensionslose Darstellung

$$(9) \quad v'_x \frac{\partial v'_h}{\partial x'} + v'_z \frac{\partial v'_h}{\partial z'} + \frac{z_0 f}{v_{h,g}} \mathbf{k} \times (\mathbf{v}_h - \mathbf{e}) = \frac{\partial}{\partial x'} \left[1' \cdot 2 \left| \frac{\partial \mathbf{v}'_h}{\partial z'} \right| \frac{\partial \mathbf{v}'_h}{\partial z'} \right]$$

$$(10) \quad \frac{\partial v'_x}{\partial x'} + \frac{\partial v'_z}{\partial z'} = 0$$

Durch Einsetzen der Rossby-Zahl $Ro = \frac{v_{h,g}}{z_0 f}$ und Zerlegung der Bewegungsgleichung in ihre Komponenten ergibt sich das Gleichungssystem

$$(11) \quad u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + w' \frac{\partial u'}{\partial z'} - \frac{v' - \sin \alpha}{Ro} = \frac{\partial}{\partial x'} \left[1' \cdot 2 \left| \frac{\partial \mathbf{v}'_h}{\partial z'} \right| \frac{\partial u'}{\partial z'} \right]$$

$$(12) \quad u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + w' \frac{\partial v'}{\partial z'} + \frac{u' - \cos \alpha}{Ro} = \frac{\partial}{\partial x'} \left[1' \cdot 2 \left| \frac{\partial \mathbf{v}'_h}{\partial z'} \right| \frac{\partial v'}{\partial z'} \right]$$

$$(13) \quad \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial w'}{\partial z'} = 0$$

mit der dimensionslosen Mischungsweglänge

$$(14) \quad 1' = k \frac{z' + m}{1 + k \frac{z'}{z}}$$

Die Rossby-Zahl stellt dabei eine Beziehung zwischen den externen Parametern $v_{h,g}$ und z_0 dar (siehe [8] S. 233 und [17] S. 238).

Die drei Gleichungen (11) - (13) beschreiben die Strömung in einer stationären und in y -Richtung homogenen planetarischen Grenzschicht und bilden die Modellgleichungen, die im folgenden verwendet werden.

3. NÄHERE AUSFÜHRUNGEN ZUR MODELLIERUNG

Die Gleichungen (11) - (13) sind nichtlineare partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Für diese Gleichungen existieren analytische Lösungen nur unter bestimmten Voraussetzungen (B. BLIKLER [1]). Zur numerischen Lösung des Gleichungssystems wird die planetarische Grenzschicht in die Höhenintegration in mehrere Schichten eingeteilt. Aufgrund der geringeren Windscherung in diesen Intervallen lassen sich die partiellen Ableitungen durch zentrale Differenzen approximieren. Dadurch bilden die Gleichungen (11) - (13) ein System von linearen Differentialgleichungen erster Ordnung mit den Unbekannten u' , v' , w' für die unabhängige Variable z' . Zur Anwendung des hier skizzierten Weges muß zunächst die vertikale Struktur der planetarischen Grenzschicht untersucht werden.

3.1 Die vertikale Schichtung im Modell

Alle Luftbewegungen innerhalb der planetarischen Grenzschicht werden von der Bodenbeschaffenheit und der turbulenten Zähigkeit der Luft beeinflusst. Dabei steuern der Druckgradient und die Coriolis-Kraft die Bewegung. Bei einer beschleunigungsfreien Strömung befinden sich Druckgradient, Coriolis-Kraft und Gradient der Schubspannung im Gleichgewicht.

Beobachtungen in der untersten Schicht haben ergeben, daß der Druckgradient und die Coriolis-Kraft um eine Größenordnung kleiner als die Schubspannung sind. Bis zu einer Höhe, wo die Schubspannung nicht mehr die dominierende Rolle spielt, besitzt diese Schicht folgende Eigenschaften:

- 1) Die Schubspannung bleibt mit der Höhe relativ konstant.
- 2) Der Wind nimmt mit der Höhe logarithmisch zu und hat eine konstante Richtung.

Diese Schicht nennt man PRANDTL-Schicht oder "bodennahe Grenzschicht". Darüber ändert der Wind unter dem Einfluß der Coriolis-Kraft seine Richtung und nimmt mit der Höhe linear zu. Die Schubspannung nimmt stark ab, sodaß man ab einer gewissen Höhe die Strömung als reibungsfrei bezeichnen kann. Die Schicht zwischen der PRANDTL-Schicht und der rei-

bungsfreien Strömung wird EKMAN-Schicht genannt.

Die Änderung der Windgeschwindigkeit mit der Höhe legt es nahe, bei der Anwendung der zentralen Differenzen zur Approximierung der Vertikalgradienten innerhalb der planetarischen Grenzschicht die vertikalen Gitterpunkte im Bereich der PRANDTL-Schicht logarithmisch und im Bereich der EKMAN-Schicht linear mit der Höhe einzuteilen. Die zugehörigen Gleichungssysteme werden in Kap. 3.11 und 3.12 noch näher beschrieben.

Gelangt die Luftströmung über einen neuen Untergrund, z.B. bei einem Wechsel von glatter zu rauher Bodenbeschaffenheit oder umgekehrt, so ändern sich auch die Kräfteverhältnisse, da die Größe der Schubspannung von der Bodenrauigkeit abhängt. Bei einem Übergang zu einer größeren Bodenrauigkeit ist das Windprofil in der bodennahen Grenzschicht nicht mehr voll logarithmisch, sondern nimmt eine parabolische Form an. Diese Form des Windprofils setzt sich im Laufe der Bewegung von der untersten Luftschicht in größere Höhen durch. Die so von der neuen Bodenbeschaffenheit beeinflusste Luftschicht ist die interne Grenzschicht. Ihre Höhe ist eine Funktion der Entfernung von der Rauigkeitsänderung.

Das Modell einer internen Grenzschicht wurde in den bisherigen Arbeiten nur für die PRANDTL-Schicht definiert. Auch P. A. TAYLOR benutzte dieses Konzept, obwohl er den Einfluß einer Rauigkeitsänderung auf die genannte Grenzschicht untersuchte. In der vorliegenden Untersuchung wird davon ausgegangen, daß der Einfluß der neuen Rauigkeit vom Anströmungspunkt am Boden mit zunehmender Entfernung über die PRANDTL-Schicht hinaus bis zur Höhe des geostrophischen Windes reicht, das heißt die Rauigkeitsänderung beeinflusst die Strömung innerhalb der gesamten Grenzschicht.

Weiterhin wird angenommen, daß der Übergang von der gestörten zur ungestörten Strömung nicht diskontinuierlich an einer Fläche vor sich geht, sondern in einer Schicht, ähnlich wie bei der Schubspannung, die sich kontinuierlich von unten nach oben an die neuen Bodenverhältnisse anpaßt. Diese Schicht soll im folgenden Adaptationsschicht genannt werden. Damit wird hier derjenige Teil der Strömung, der sich unterhalb dieser Adaptationsschicht und innerhalb der PRANDTL-Schicht befindet, der "internen Grenzschicht" im Sinne der bisherigen Arbeiten zugeordnet.

In den folgenden Kapiteln werden diese Schichten im einzelnen untersucht.

3.11 EKMAN-Schicht

In der EKMAN-Schicht nimmt die Schubspannung bis zu der Höhe des geostrophischen Windes ab und wird von dort an vernachlässigt, so daß der geostrophische Wind in stationären Fällen das Gleichgewicht zwischen Druck- und Coriolis-Kraft darstellt.

Da sich die Windgeschwindigkeit in der EKMAN-Schicht mit der Höhe stetig und langsam ändert, werden die vertikalen Gradienten der Geschwindigkeit durch endliche Differenzen approximiert. Die Höhe, in der der Gradient bestimmt werden soll, wird mit z'_I bezeichnet. Der Index I liefert die laufende Nummer der Schicht, $\Delta z' = z'_I - z'_{I-1}$ ist die Schichtdicke. Hieraus folgt:

$$(15) \quad \left. \frac{\partial u'}{\partial z'} \right|_I = \frac{u'_{I+1} - u'_{I-1}}{2 \Delta z'} = Du_I$$

$$(16) \quad \left. \frac{\partial v'}{\partial z'} \right|_I = \frac{v'_{I+1} - v'_{I-1}}{2 \Delta z'} = Dv_I$$

$$(17) \quad \left. \frac{\partial^2 u'}{\partial z'^2} \right|_I = \frac{u'_{I+1} - 2u'_I + u'_{I-1}}{(\Delta z')^2} = D^2u_I$$

$$(18) \quad \left. \frac{\partial^2 v'}{\partial z'^2} \right|_I = \frac{v'_{I+1} - 2v'_I + v'_{I-1}}{(\Delta z')^2} = D^2v_I$$

Die partiellen Ableitungen der Schubspannung auf der rechten Seite der Modellgleichungen (11), (12) können in ähnlicher Weise bestimmt werden. Sei:

$$\frac{\partial}{\partial z'} \left\{ 1'^2 \left[\left(\frac{\partial u'}{\partial z'} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial z'} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{\partial u'}{\partial z'} \right\} = DT_x$$

Durch Ausdifferenzieren der linken Seite erhält man unter Berücksichtigung von (15) - (18):

$$(19) \quad \begin{aligned} DT_{x_I} = & 2l'_I \left(\frac{dl'}{dz'} \right)_I (Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2} Du_I + \\ & + l'^2_I \left[\frac{Du_I D^2u_I + Dv_I D^2v_I}{(Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2}} Du_I + (Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2} D^2u_I \right] \end{aligned}$$

In gleicher Weise erhält man für den Schubspannungsterm in (12):

$$\frac{\partial}{\partial z'} \left\{ 1'^2 \left[\left(\frac{\partial u'}{\partial z'} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial z'} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{\partial v'}{\partial z'} \right\} = DT_y$$

$$(20) \quad \begin{aligned} DT_{y_I} = & 2l'_I \left(\frac{dl'}{dz'} \right)_I (Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2} Dv_I + \\ & + l'^2_I \left[\frac{Du_I D^2u_I + Dv_I D^2v_I}{(Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2}} Dv_I + (Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2} D^2v_I \right] \end{aligned}$$

Die Ableitung der Mischungsweglänge l' aus (14) liefert:

$$(21) \quad \left(\frac{dl'}{dz'} \right)_I = k \frac{1 - k \frac{m}{\lambda}}{z'_I \frac{1}{\lambda} \left(1 + k \frac{\lambda}{z'_I} \right)^2}$$

Auch in der Kontinuitätsgleichung werden die partiellen Ableitungen durch Mittelwertformeln berechnet. Analog zu TAYLOR [40] ergibt sich:

$$\frac{w'_I - w'_{I-1}}{\Delta z'} = - \left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_{I-1/2} = - \frac{1}{2} \left(\left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_I + \left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_{I-1} \right)$$

und daraus

$$(22) \quad w'_I = w'_{I-1} - \frac{\Delta z'}{2} \left(\left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_I + \left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_{I-1} \right)$$

Setzt man (22) in die Bewegungsgleichungen (11), (12) ein, können sie für die Höhe z'_I gelöst werden. Gleichung (11) ergibt:

$$u'_I \left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_I + \left[w'_{I-1} - \frac{\Delta z'}{2} \left(\left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_I + \left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_{I-1} \right) \right] Du_I - \frac{v'_I - \sin \alpha}{Ro} = DTx_I$$

oder nach einfacher Umformung:

$$(23) \quad \left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_I = \frac{DTx_I + \frac{v'_I - \sin \alpha}{Ro} - \left[w'_{I-1} - \frac{\Delta z'}{2} \left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_{I-1} \right] Du_I}{u'_I - \frac{\Delta z'}{2} Du_I}$$

Entsprechend ergibt Gleichung (12):

$$(24) \quad \left. \frac{\partial v'}{\partial x'} \right|_I = \frac{DTy_I - \frac{u'_I - \cos \alpha}{Ro} - \left[w'_{I-1} - \frac{\Delta z'}{2} \left(\left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_I + \left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_{I-1} \right) \right] Dv_I}{u'_I}$$

(23) und (24) bilden das Gleichungssystem, das simultan numerisch integriert wird. Die Berechnung des vertikalen Transports in der EKMAN-Schicht erfolgt nach Gleichung (22).

3.12 PRANDTL - Schicht

Da die Windgeschwindigkeit innerhalb der PRANDTL - Schicht mit der Höhe nahezu logarithmisch zunimmt, erscheint es sinnvoll, hier im Gegensatz zur EKMAN - Schicht eine logarithmische Höheneinteilung vorzunehmen. Dazu wird folgende Transformation eingesetzt:

$$(25) \quad z' = e^{\zeta'} - 1$$

oder

$$\zeta' = \ln(z' + 1)$$

$$(26) \quad d\zeta' = \frac{1}{z' + 1} dz'$$

Ähnlich wie in der EKMAN - Schicht gibt der Index I die Nummer und $\Delta\zeta' = \zeta'_I - \zeta'_{I-1}$ die Dicke der Schicht an. Mit Hilfe zentraler Differenzen lauten die Ableitungen nach ζ' wie folgt:

$$(27) \quad \left. \frac{\partial u'}{\partial \zeta'} \right|_I = \frac{u'_{I+1} - u'_{I-1}}{2 \Delta\zeta'} = Du_I$$

$$(28) \quad \left. \frac{\partial v'}{\partial \zeta'} \right|_I = \frac{v'_{I+1} - v'_{I-1}}{2 \Delta\zeta'} = Dv_I$$

$$(29) \quad \left. \frac{\partial^2 u'}{\partial \zeta'^2} \right|_I = \frac{u'_{I+1} - 2u'_I + u'_{I-1}}{(\Delta\zeta')^2} = D^2u_I$$

$$(30) \quad \left. \frac{\partial^2 v'}{\partial \zeta'^2} \right|_I = \frac{v'_{I+1} - 2v'_I + v'_{I-1}}{(\Delta\zeta')^2} = D^2v_I$$

Analog zu den Gleichungen in der EKMAN - Schicht sind die Gleichungen in der PRANDTL - Schicht wie folgt zu berechnen:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta'} \left\{ l'^2 e^{-2\zeta'} \left[\left(\frac{\partial u'}{\partial \zeta'} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial \zeta'} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{\partial u'}{\partial \zeta'} \right\} = DTx$$

Differentiation nach ζ' und Einführung von (27) - (30) ergibt:

$$(31) \quad DTx_I = 2l'_I \left[\left(\frac{dl'}{d\zeta'} \right)_I - l'_I \right] e^{-2\zeta'_I} (Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2} Du_I + \\ + l'^2 e^{-2\zeta'_I} \left[\frac{Du_I D^2u_I + Dv_I D^2v_I}{(Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2}} Du_I + (Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2} D^2u_I \right]$$

Auf gleiche Art erhält man für DTy_I in der PRANDTL-Schicht:

$$(32) \quad DTy_I = 2l'_I \left[\left(\frac{dl'}{ds} \right)_I - l'_I \right] e^{-2\zeta'_I} (Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2} Dv_I + \\ + l_I'^2 e^{-2\zeta'_I} \left[\frac{Du_I D2u_I + Dv_I D2v_I}{(Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2}} Dv_I + (Du_I^2 + Dv_I^2)^{1/2} D2v_I \right]$$

Nach den Mittelwertformeln folgt aus der Kontinuitätsgleichung:

$$(33) \quad e^{-(\zeta'_I - \Delta\zeta'/2)} \frac{w'_I - w'_{I-1}}{\Delta\zeta'} = - \frac{\partial u'}{\partial x'} \Big|_{I-1/2}$$

oder:

$$(34) \quad w'_I = w'_{I-1} - \frac{\Delta\zeta'}{2} \left(\frac{\partial u'}{\partial x'} \Big|_I + \frac{\partial u'}{\partial x'} \Big|_{I-1} \right) e^{\zeta'_I - \Delta\zeta'/2}$$

Nach Einführung der Transformationen (25) und (26) in die Bewegungsgleichungen (11), (12) und Beachtung der oben angegebenen Beziehungen erhält man:

$$(35) \quad \frac{\partial u'}{\partial x'} \Big|_I = \frac{e^{-\zeta'_I} (DTx_I - w'_{I-1} Du_I) + \frac{v'_I - \sin \alpha}{Ro} + \frac{\Delta\zeta'}{2} e^{-\Delta\zeta'/2} \frac{\partial u'}{\partial x'} \Big|_{I-1} Du_I}{u'_I - \frac{\Delta\zeta'}{2} e^{-\Delta\zeta'/2} Du_I}$$

$$(36) \quad \frac{\partial v'}{\partial x'} \Big|_I = \frac{e^{-\zeta'_I} (DTy_I - w'_{I-1} Dv_I) - \frac{u'_I - \cos \alpha}{Ro} + \frac{\Delta\zeta'}{2} e^{-\Delta\zeta'/2} \left(\frac{\partial u'}{\partial x'} \Big|_I + \frac{\partial u'}{\partial x'} \Big|_{I-1} \right) Dv_I}{u'_I}$$

Das aus den Gleichungen (34), (35) und (36) bestehende Gleichungssystem beschreibt die Strömung in der PRANDTL-Schicht unter den in Kap. 2.1 angegebenen Bedingungen.

3.13 Adaptations - Schicht

Die Strömung über eine geänderte Bodenrauigkeit wird allgemein durch eine Diskontinuitätsfläche unterteilt. Die bodennahe Schicht ist von der neuen Rauigkeit, die darüberliegende Schicht von der alten Rauigkeit beeinflusst. Die numerische Integration kann im Bereich der Bodenrauigkeitsänderung an den Gitterpunkten, die diese Diskontinuitätsfläche bilden, sehr schnell instabil werden. Über die Kontinuitätsgleichung werden diese Ergebnisse in der Höhe summiert, so daß unrealistisch große vertikale Geschwindigkeiten resultieren. Aus diesem Grund wird hier eine Über-

$$\tau'_{I+1} - \tau'_{A,I+1} = \tau'_I - \tau'_{A,I}$$

und $P = 1$; als Genauigkeitsschranke wird $P = 0.95$ zugelassen.

In der Region 2 nähern sich die Schubspannungswerte der neuen Strömung langsam ihren Anfangswerten, d.h.

$$\tau'_{I+1} = \tau'_{A,I+1}$$

und es ergibt sich somit $P = 0$. Bei numerischen Rechnungen wird als Genauigkeitsschranke $P = 0.1$ akzeptiert.

Gleichung (6) zeigt, daß die Anpassung der Schubspannung an ihre Anfangswerte gleichbedeutend ist mit der Anpassung der Mischungsweglänge und der Windscherung an deren Anfangswerte. Analog zur Definition von P kann hier für die Änderung der horizontalen Geschwindigkeit eine dimensionslose Zahl R wie folgt definiert werden:

$$R = \frac{v'_{h,I+1} - v'_{h,A,I+1}}{v'_{h,I} - v'_{h,A,I}}$$

Die Mischungsweglänge wird nach Gleichung (7) aus der Bodenrauigkeitslänge z_i bestimmt. Es ist hierbei vorausgesetzt, daß die Strömung an die Bodenbeschaffenheit angepaßt ist (d.h. Gleichgewichtsströmung). In der Adaptationsschicht (Region 2) ist die Benutzung dieses Ansatzes unter der Annahme möglich, daß die Strömung in einzelnen Zwischenschichten an die örtlichen Eigenschaften angepaßt ist. So soll mit z'_i diejenige Rauigkeitslänge bezeichnet werden, die bei Zwischenschichten infolge der abnehmenden Schubspannung bei abnehmendem Rauigkeitseinfluß mit der Höhe zustandekommt.

Am Anfang der Region 2 (untere Grenze) erfolgt die Berechnung der Schubspannung τ'_{B1} und τ'_{B2} gemäß der neuen Rauigkeitslänge und Windscherung. Die Änderung von τ'_{B2} gegenüber τ'_{B1} (Fig. 7) ergibt sich zu nächst nur als Folge der Impulsänderung. Da jedoch die Schubspannung eine Funktion der Windscherung und der Rauigkeitslänge ist, muß auch die Rauigkeitslänge verschoben werden, so daß schließlich in Region 3 der Anfangszustand erreicht wird. Dazu ist die Beschreibung der Rauigkeitslänge und ihrer Änderung in der Adaptationsschicht notwendig. Man muß deshalb fragen, mit welcher fiktiven Rauigkeitslänge die untere Schicht die über ihr liegende Schicht beeinflußt, damit dort $P = 1$ erreicht wird. Wie aus Fig. 7 zu ersehen ist, gilt für P :

$$P = \frac{\tau'_{B2} - \tau'_{A2}}{\tau'_{B1} - \tau'_{A1}}$$

Dabei ist $\tau'_{B2} = \tau'_{B1}$ und es folgt für P :

(33)

$$P = \frac{\tau'_{13} - \tau'_{12}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}$$

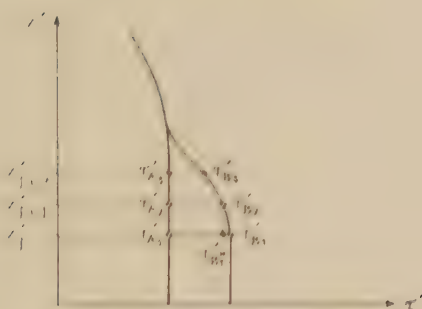


Fig. 7 Änderung der Schubspannung in der Adaptationsschicht.

Nach dem Parameterisierungsansatz gilt:

$$(39) \quad \tau'_{13} = \frac{k^2(z'_1 + m^*)^2}{(1 + k \frac{1}{\lambda})} \left(\left| \frac{\partial v'}{\partial z'} \right| \frac{\partial v'}{\partial z'} \right)_{z' = z'_1}$$

Wir setzen für die dimensionslose Randlängigkeit

$$(40) \quad m^* = m \cdot c$$

In der Adaptationsschicht ändert sich m^* von $m^* = m$ an der Grenze zu Region 1 bis zu $m^* = 1$ an der Grenze zu Region 3. Demnach soll in diesem Bereich der Faktor c von 1 bis $1/m$ variieren. Aus Gleichung (38) erhalten wir für die fiktive Schubspannung

$$(41) \quad \tau'_{13} = P(\tau'_{13} - \tau'_{A1}) + \tau'_{A2}$$

Der Vergleich mit (39) unter Beachtung von (40) liefert:

$$\frac{k^2(z'_1 + m \cdot c)^2}{(1 + k \frac{1}{\lambda})} = \frac{P(\tau'_{13} - \tau'_{A1}) + \tau'_{A2}}{\left(\left| \frac{\partial v'}{\partial z'} \right| \frac{\partial v'}{\partial z'} \right)_{z' = z'_1}}$$

Division beider Seiten durch $(z'_1 + m)^2$ führt nach einfacher Umformung zu:

$$\frac{(z'_1 + mc)^2}{(z'_1 + m)^2} = \frac{(1 + k \frac{z'_1}{\lambda})^2}{k^2 (z'_1 + m)^2} \cdot \frac{P(\tau'_{B_1} - \tau'_{A_1}) + \tau'_{A_2}}{\left(\left| \frac{\partial v'_h}{\partial z'} \right| \frac{\partial v'_h}{\partial z'} \right)_{z'=z'_1}}$$

$$= \frac{P(\tau'_{B_1} - \tau'_{A_1}) + \tau'_{A_2}}{\tau'_{B_1}}$$

Für den Faktor c findet man:

$$(42) \quad c = \frac{z'_1 + m}{m} \left[\frac{P(\tau'_{B_1} - \tau'_{A_1}) + \tau'_{A_2}}{\tau'_{B_1}} \right]^{1/2} - \frac{z'_1}{m}$$

Diese Beziehung gilt in der gesamten Adaptationsschicht. Durch Einsetzen des gewonnenen Wertes aus (42) für den Faktor c in die nächsten Integrationsschritte ist die Verteilung der einzelnen Werte nach P in Fig. 8 dargestellt. Da der Einfluß der Rauigkeitslänge mit zunehmender Höhe in der Adaptationsschicht abnimmt, erfolgt eine größere Streuung der Punkte aus den Anfangsdaten.

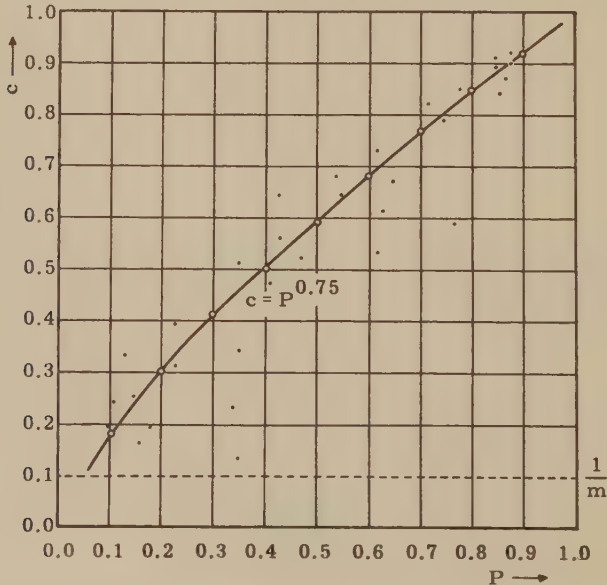


Fig. 8 : Darstellung des Faktors c als Funktion des Parameters P

Es sind hier verschiedene Ansätze erprobt worden, um aus der Verteilung der Punkte eine Beziehung zwischen P und c zu finden (Fig. 8). Für die numerische Integration eignete sich für den Fall der Glatt-Rauh-Strömung

$$c = P^{0.75}$$

Bei späteren Untersuchungen zur Optimierung des Verfahrens wurden statt einer Multiplikation mit einem Faktor gemäß Gleichung (40) mit einer exponentiellen Darstellung bessere Ergebnisse erhalten, so daß bei weiterer Anwendung für eine Glatt-Rauh-Strömung

$$(43) \quad m^* = m P^{0.75}$$

benutzt wurde. Auf die gleiche Art wurde für den Fall der Rauh-Glatt-Strömung folgende empirische Formel gefunden:

$$(44) \quad m^* = m P^{1.5}$$

Abschließend erfolgt ein Übergang von der neuen zur alten Rauigkeitslänge in der Region 3 als Ergebnis der Schubspannungsänderung und der Windscherung. Da keine vertikale Bewegung vorausgesetzt ist, liefert die Kontinuitätsgleichung in diesem Bereich auch keinen vertikalen Impulstransport.

3.14 Interne Grenzschicht

Die Definition der internen Grenzschicht ist in Kap. 3.1 gegeben und in Fig. 6 als Region 1 dargestellt. Dagegen ist die interne Grenzschicht bei TAYLOR u. a. nur auf die PRANDTL-Schicht beschränkt.

Zunächst betrachten wir jenen Bereich der internen Grenzschicht, der sich innerhalb der PRANDTL-Schicht befindet. Hier formt die Schubspannung die Strömung und bleibt in der gesamten Schicht nahezu höhenkonstant, so daß eine konstante Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_{z,h}}{\rho}}$$

definiert werden kann. Mit der dimensionslosen Schubspannungsgeschwindigkeit $u'_* = u_*/v_{h,g}$ schreibt sich in der PRANDTL-Schicht Gleichung (6) als

$$(45) \quad \frac{dv'_h}{dz} = \frac{u'_*}{l}$$

Durch Einsetzen der Mischungsweglänge aus Gleichung (14) und Integration

über die Höhe erhält man aus (45):

$$(46) \quad v_h' = u_*' \left[\frac{1}{k} \ln C_1 (z' + m) + \frac{1}{\lambda'} z' - \frac{m}{\lambda'} \ln (z' + m) + C_2 \right]$$

Die Integrationskonstanten C_1, C_2 stellt man aus der Anfangsbedingung (für $z' = 0 : v_h' = 0$) fest:

$$C_1 = \frac{1}{m}, \quad C_2 = \frac{m}{\lambda'} \ln m$$

Mit der neuen dimensionslosen Größe $h' = \lambda'/k$ lautet dann Gleichung (46):

$$(47) \quad v_h' = \frac{u_*'}{h'k} \left[z' + (h' - m) \ln \frac{z' + m}{m} \right]$$

Für die Geschwindigkeitskomponenten ergibt sich mit $u_*' = |u_{*1}' \mathbf{i} + v_{*1}' \mathbf{j}|$:

$$(48) \quad u' = \frac{u_{*1}'}{h'k} \left[z' + (h' - m) \ln \frac{z' + m}{m} \right] = u_{*1}'(x') f(z', m)$$

$$(49) \quad v' = \frac{v_{*1}'}{h'k} \left[z' + (h' - m) \ln \frac{z' + m}{m} \right] = v_{*1}'(x') f(z', m)$$

Die Vertikalgeschwindigkeit in einer Höhe z_I' kann hier aus der Kontinuitätsgleichung bestimmt werden. Nach Gleichung (13) folgt:

$$\frac{\partial w'}{\partial z'} = - \frac{\partial u'}{\partial x'}$$

Mit (48) erhält man

$$(50) \quad \frac{\partial w'}{\partial z'} = - \left[\frac{z' + (h' - m) \ln \frac{z' + m}{m}}{h'k} \right] \frac{du_{*1}'}{dx'}$$

und nach Integration:

$$(51) \quad w' = - \frac{1}{h'k} \left[0.5 z'^2 + (h' - m) \left\{ (z' + m) \ln \frac{z' + m}{m} - z' \right\} \right] \frac{du_{*1}'}{dx'}$$

Weiter ergibt sich aus (48) für die Ableitung

$$(52) \quad \frac{du_{*1}'}{dx'} = \frac{h'k}{z' + (h' - m) \ln \frac{z' + m}{m}} \frac{\partial u'}{\partial x'}$$

Nach Einsetzen in (51) lautet w' :

$$(53) \quad w' = - \frac{0.5 z'^2 + (h' - m) \left[(z' + m) \ln \frac{z' + m}{m} - z' \right]}{z' + (h' - m) \ln \frac{z' + m}{m}} \frac{\partial u'}{\partial x'}$$

Zur Abkürzung wird die Größe A wie folgt definiert:

$$(54) \quad A = \frac{0.5 z'^2 + (h' - m) \left[(z' + m) \ln \frac{z' + m}{m} - z' \right]}{z' + (h' - m) \ln \frac{z' + m}{m}}$$

Somit erhält man für die Vertikalgeschwindigkeit in der Höhe z'_I der internen Grenzschicht:

$$(55) \quad w'_I = - A_I \frac{\partial u'}{\partial x'} \Big|_I$$

Die Bewegungsgleichungen für die obere Grenze in der internen Grenzschicht z'_{IS} berechnet man aus den Gleichungen (35) und (36). Hier wird anstelle von (34) die Gleichung (55) herangezogen. Dabei folgt für die interne Grenzschicht aus Gleichung (11):

$$(56) \quad u'_{IS} \frac{\partial u'}{\partial x'} \Big|_{IS} + w'_{IS} e^{-\zeta'_{IS}} \frac{\partial u'}{\partial \zeta'} \Big|_{IS} - \frac{v'_{IS} - \sin \alpha}{Ro} =$$

$$= e^{-\zeta'_{IS}} \frac{\partial}{\partial \zeta'} \left\{ 1'^2 e^{-2\zeta'} \left| \frac{\partial \mathbf{v}'_h}{\partial \zeta'} \right| \frac{\partial u'}{\partial \zeta'} \right\}_{IS}$$

und aus Gleichung (12):

$$(57) \quad u'_{IS} \frac{\partial v'}{\partial x'} \Big|_{IS} + w'_{IS} e^{-\zeta'_{IS}} \frac{\partial v'}{\partial \zeta'} \Big|_{IS} + \frac{u'_{IS} - \cos \alpha}{Ro} =$$

$$= e^{-\zeta'_{IS}} \frac{\partial}{\partial \zeta'} \left\{ 1'^2 e^{-2\zeta'} \left| \frac{\partial \mathbf{v}'_h}{\partial \zeta'} \right| \frac{\partial v'}{\partial \zeta'} \right\}_{IS}$$

Durch Einsetzen von (55) und durch Umformung der Gleichungen (56), (57) ergibt sich:

$$(58) \quad \frac{\partial u'}{\partial x'} \Big|_{IS} = \frac{(v'_{IS} - \sin \alpha)/Ro + e^{-\zeta'_{IS}} DT_{x,IS}}{u'_{IS} - e^{-\zeta'_{IS}} A_{IS} Du_{IS}}$$

und

$$(59) \quad \left. \frac{\partial v'}{\partial x'} \right|_{IS} = \frac{(\cos \alpha - u'_{IS})/Ro + e^{-\zeta'_{IS}} (DT'_{yIS} + A_{IS} \left. \frac{\partial u'}{\partial x'} \right|_{IS} Dv'_{IS})}{u'_{IS}}$$

Hier sind die Größen DT'_{xIS} , DT'_{yIS} , Du'_{IS} und Dv'_{IS} aus den Gleichungen (31), (32), (27) und (28) für die Höhe z'_{IS} bzw. ζ'_{IS} zu berechnen. Die Gleichungen (58) und (59) geben die horizontalen Gradienten der Windgeschwindigkeitskomponenten an der Obergrenze der internen Grenzschicht.

3.2 Endgültige Modellgleichungen

In den vorangegangenen Kapiteln sind die Bewegungsgleichungen für die verschiedenen Bereiche der planetarischen Grenzschicht aufgestellt worden; sie bilden das Gleichungssystem zur Modellberechnung.

Mit Hilfe der Gleichungen (58) und (59) wird die horizontale Änderung der Geschwindigkeitskomponenten berechnet. Wenn $P \approx 0.95$ ist, möge die Adaptationsschicht einsetzen. Die Mischungsweglänge ist dann mit Hilfe der Formeln (43) oder (44) zu bestimmen. Die Geschwindigkeitskomponenten werden, je nachdem in welchem Bereich der planetarischen Grenzschicht die Berechnung erfolgt, nach (34) - (36) oder nach (22) - (24) bestimmt.

Wenn bei einem Rechenschritt $P > 0.95$ ist, so bedeutet dies, daß Änderungen durch die neue Rauigkeitslänge nicht mehr auftreten, die Strömung ist an die neuen Bodenrauigkeitsverhältnisse schon adaptiert.

Wenn bei den Rechnungen $P \approx 0.07$ gefunden wird, nehmen die Mischungsweglänge und andere interne Parameter fast ihre anfänglichen Werte an, d.h. der Einfluß der Bodenrauigkeitsänderung auf die Strömung endet hier.

4. NUMERISCHE LÖSUNG DES SYSTEMS DER MODELLGLEICHUNGEN

Die im Kapitel 2.3 angegebenen Modellgleichungen bilden ein System partieller Differentialgleichungen, das durch numerische Integration als ein Anfangswertproblem gelöst werden kann. Die Integration erfolgt in x -Richtung für u'_i , v'_i und daraus kann die Vertikalgeschwindigkeit w'_i bestimmt werden. Die partiellen Ableitungen nach der Höhe sind mit der Methode der zentralen Differenzen berechnet worden.

Zur numerischen Integration ist hier ein Gitternetz in x - z -Ebene konstruiert. Es enthält in z -Richtung bestimmte Höhen, die mit dem Index i bezeichnet sind. In der x -Richtung sind die Gitterabstände (h) abhängig von der Entfernung (x'). Dadurch kann die numerische Genauigkeit kontrolliert werden.

Da das Windprofil in der PRANDTL-Schicht logarithmisch ist, ändern sich auch die Gitterabstände in der Höhe mit $z'_1 = 0,266$ logarithmisch. Am Boden ($i=1$) gilt dann:

$$z'_1 = 0 \quad \text{oder} \quad z'_1 = e^{z'_1} - 1 = 0$$

Die Höhe des Gitterpunktes, der dem Boden am nächsten liegt, ist

$$z'_2 = e^{0,266} - 1.$$

Die Höhe eines jeden Gitterpunktes in der PRANDTL-Schicht ist allgemein

$$(60) \quad z'_i = e^{z'_{i-1}} - 1$$

wobei

$$(61) \quad z'_i = z'_{i-1} + \Delta z'$$

oder

$$(62) \quad z'_i = (i-1) \Delta z'$$

Als Beispiel hierfür sei angeführt:

$$I. 36 \quad z'_{36} = e^{35 \Delta z'} - 1 = e^{9,31} - 1 = 0,11 \cdot 10^5.$$

Über der PRANDTL-Schicht sind die Gitterabstände mit $\Delta z' = 0,258 \cdot 10^4$ in der Höhe konstant.

Die Höhe des Gitternetzes reicht bis zur Höhe des geostrophischen Windes, die aus den Anfangsbedingungen zu bestimmen ist; seine horizontale Ausdehnung endet mit der vollen Adaptation der Strömung an die neuen Bodenrauhigkeitsverhältnisse.

Die für die numerische Integration benötigten Anfangsdaten (u'_1, v'_1) an den Gitterpunkten für $z' = 0$ werden aus dem Anfangsprofil gewonnen.

4.1 Numerische Simulation der EKMAN-Spirale als Anfangswindprofil

Vor der Rauigkeitsänderung am Boden ist die Strömung an die örtlichen Verhältnisse angepaßt und es findet keine zeitliche Änderung statt, so daß die Bedingungen für Stationarität und horizontale Homogenität als erfüllt angenommen werden können. Es wird vorausgesetzt, daß die Schrittweite der Gitterpunkte genügend klein ist, so daß die Änderungen der vertikalen Gradienten beim nächsten Gitterpunkt in x -Richtung vernachlässigt werden können. Somit werden die erste und zweite Ableitung der horizontalen Windkomponenten nach der Höhe mit Hilfe des Differenzenverfahrens aus Größen des vorherigen Schrittes bestimmt.

Es wird hier eine ähnliche Schichtenzerlegung wie in der Arbeit von P.A. TAYLOR vorgenommen. Eine feinere Einteilung könnte zwar die Ergebnisse verbessern, aber die Rechenzeit nähme zu.

Bei Verwendung des in Fig. 4 dargestellten Koordinatensystems hat der geostrophische Wind in dimensionsloser Form die Komponenten

$$(63) \quad \mathbf{v}'_{h,g} = \frac{\mathbf{v}_{h,g}}{v_{h,g}} = \cos \alpha \mathbf{i} + \sin \alpha \mathbf{j}$$

Die Bewegungsgleichung für die barokline stationäre Strömung in der Atmosphäre lautet in dimensionsloser Form:

$$(64) \quad \frac{\partial \tau'_h}{\partial z'} = \frac{1}{Ro} \mathbf{k} \times (\mathbf{v}'_h - \mathbf{v}'_{h,g})$$

und in Komponentenschreibweise:

$$(65) \quad \frac{\partial \tau'_x}{\partial z'} = \frac{\sin \alpha - v'}{Ro}$$

$$(66) \quad \frac{\partial \tau'_y}{\partial z'} = \frac{u' - \cos \alpha}{Ro}$$

Diese zwei Gleichungen reichen nicht aus, um u' und v' zu berechnen, da τ'_x und τ'_y unbekannt sind. Durch die Anwendung der Mischungsweghypothese erhält man die folgende Beziehung zwischen Schubspannung und Windgeschwindigkeit, welche in Komponentenzerlegung lautet:

$$(67) \quad \tau'_x = l' \tau_h^{1/2} \frac{\partial u'}{\partial z'} \quad \text{oder} \quad \frac{\partial u'}{\partial z'} = \frac{\tau'_x}{l' \tau_h^{1/2}}$$

$$(68) \quad \tau'_y = l' \tau_h^{1/2} \frac{\partial v'}{\partial z'} \quad \text{oder} \quad \frac{\partial v'}{\partial z'} = \frac{\tau'_y}{l' \tau_h^{1/2}}$$

mit

$$(69) \quad \tau'_h = \tau'_x \mathbf{i} + \tau'_y \mathbf{j}$$

$$\tau'_h = (\tau_x'^2 + \tau_y'^2)^{1/2}$$

Die Gleichungen (65) - (68) bilden das Gleichungssystem zur exakten Lösung der EKMANN-Spirale. Es ist abhängig von der Rossby-Zahl, $Ro = v_{h,g}/fz_0$, die u.a. eine Funktion von der Bodenrauigkeitslänge z_0 ist. Mit zunehmender Rauigkeit wird die Rossby-Zahl kleiner. Das hat zur Folge, daß $\partial \tau'_x / \partial z'$ und $\partial \tau'_y / \partial z'$ größer werden. Für die numerische

Lösung benötigt man die Anfangswerte für τ'_x und τ'_y bei $z' = 0$ und es muß die Grenzbedingung $v'_{h,g} \rightarrow 1$ für $z' \rightarrow \infty$ erfüllt sein. Eine ähnliche Methode ist bei BLACKADAR und CHING (1965) beschrieben.

Die Grenzbedingungen des Gleichungssystems für die numerische Lösung lauten dann:

$$z' = 0 \quad u' = 0, \quad v' = 0.$$

Weitere Grenzbedingungen sind $\tau'_x(0)$ und $\tau'_y(0)$. Ihre Bestimmung erfolgt durch die Mischungsweghypothese (Gleichung (3)). Der horizontale Windvektor hat nach der Zerlegung in seine Komponenten parallel und senkrecht zum geostrophischen Windvektor die Form

$$(70) \quad \mathbf{v}_h = a(z) \mathbf{v}_{h,g} + b(z) \mathbf{k} \times \mathbf{v}_{h,g}$$

Hier sind $a(z)$ und $b(z)$ nach der Rossby-Zahl zu bestimmen. Durch Einsetzen von (70) in (3) ergibt sich:

$$(71) \quad \tau'_h = K'_M \frac{\partial}{\partial z'} [a(z') \mathbf{v}'_{h,g} + b(z') \mathbf{k} \times \mathbf{v}'_{h,g}]$$

Am Boden ($z' = 0$) gilt dann:

$$(72) \quad \tau'_h(0) = K'_M \frac{\partial}{\partial z'} [a(z') \mathbf{v}'_{h,g} + b(z') \mathbf{k} \times \mathbf{v}'_{h,g}]_{z'=0}$$

Wenn $z' \rightarrow 0$ geht, ergibt sich als Grenzwert:

$$\lim_{z' \rightarrow 0} \frac{\partial b / \partial z'}{\partial a / \partial z'} = \lim_{z' \rightarrow 0} \frac{b}{a} = \tan \beta_0$$

Nach Einführung der Bodenschubspannungsgeschwindigkeit lautet (72):

$$(73) \quad \tau'_h(0) = u_*'^2 (\cos \beta_0 \mathbf{v}'_{h,g} + \sin \beta_0 \mathbf{k} \times \mathbf{v}'_{h,g})$$

β_0 beschreibt dann den Ablenkungswinkel des Bodenschubspannungsvektors.

Durch Einsetzen von $\mathbf{v}'_{h,g}$ nach (63) kann die Gleichung (73) wie folgt in Komponenten zerlegt werden:

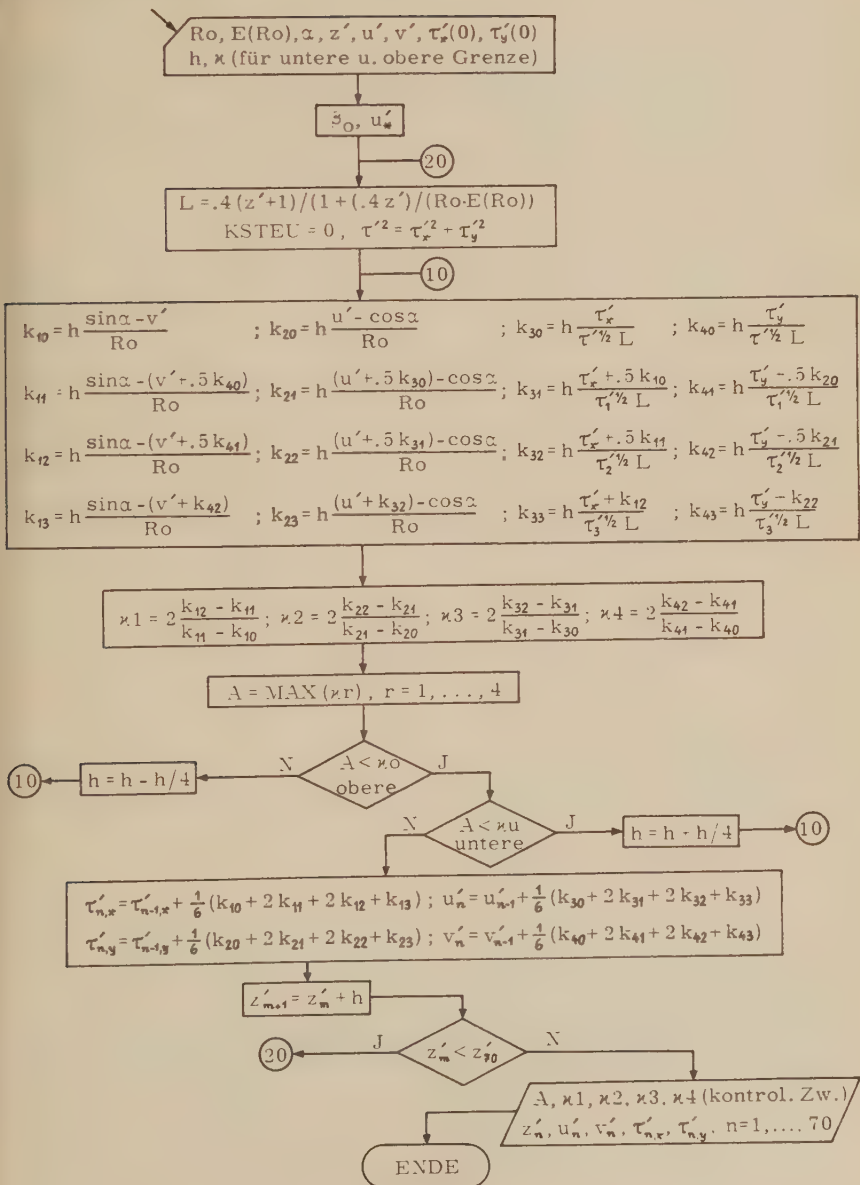
$$(74) \quad \tau'_h(0) = u_*'^2 [\cos \beta_0 (\cos \alpha \mathbf{i} + \sin \alpha \mathbf{j}) + \sin \beta_0 \mathbf{k} \times (\cos \alpha \mathbf{i} + \sin \alpha \mathbf{j})]$$

$$(75) \quad \tau'_x(0) = u_*'^2 \cos(\alpha + \beta_0)$$

$$(76) \quad \tau'_y(0) = u_*'^2 \sin(\alpha + \beta_0)$$

Eine anschauliche Darstellung gibt Fig. 9.

Das Ablaufdiagramm:



nung mit der CDC CYBER 72 an der FU Berlin verkürzte sie sich auf 35 Sekunden CPU - Zeit.

Die logarithmische Höhereinteilung reicht bis zur Höhe $z'_{36} = 0.11 \cdot 10^5$. Über dieser Höhe erfolgt die Höhereinteilung linear. Das nach TAYLORS Gitteranordnung berechnete Windprofil erbrachte bei der Anwendung der Strömungsberechnung numerische Instabilitäten für den Bereich, in dem die Adaptationsschicht von der PRANDTL - in die EKMAN - Schicht überging.

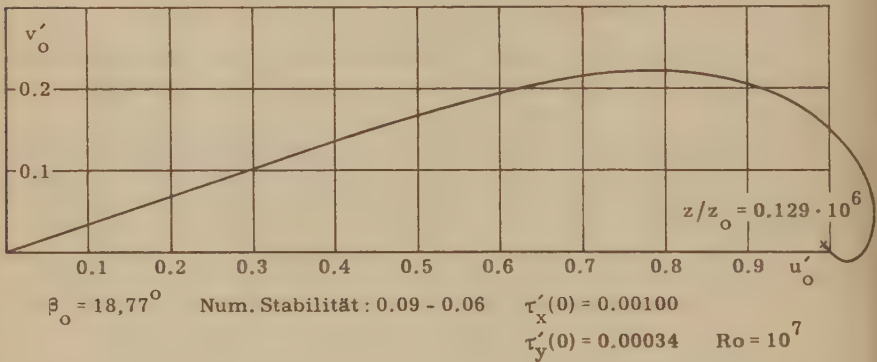


Fig. 10 : Numerisch berechnete EKMAN - Spirale

4.2 Randbedingungen

Zur numerischen Lösung des Gleichungssystems verwendet man die Anfangsbedingungen

$$\begin{aligned} u' &= u'_0(z') \\ v' &= v'_0(z') \end{aligned} \quad \text{für } x' = 0$$

$u'_0(z')$ und $v'_0(z')$ sind die Geschwindigkeitskomponenten des Anfangswindprofils, das für $z_1 = z_0$ im Kapitel 4.1 berechnet worden ist.

Die Grenzbedingungen der Strömung, die unten von einem festen Boden und oben vom geostrophischen Wind begrenzt ist, sind ähnlich wie die einer Strömung zwischen einer festen und einer mit der Strömung bewegten Platte:

$$u' = v' = w' = 0 \quad \text{für } z' = 0$$

und $\mathbf{v}'_h \rightarrow \mathbf{e}_g \quad \text{für } z' \rightarrow \infty.$

4.3 Numerische Berechnung der Lösungen

Zur Berechnung der Modellgleichungen mit der RUNGE - KUTTA - Methode wird eine bestimmte Schrittweite h in x -Richtung gewählt. Wenn die ausgewählte Schrittweite die numerische Stabilität nicht gewährt, wird sie - wie bereits bei der Berechnung des Anfangswindprofils erwähnt - um ein Viertel ihres Wertes verkleinert oder vergrößert (vgl. Kap. 4.1). Danach können die Schubspannung, $\partial u' / \partial z'$, $\partial v' / \partial z'$ und P berechnet werden. Mit Hilfe von P wird dann die Mischungsweglänge bestimmt, die für die darüberliegenden Gitterpunkte (z'_{i+1}) gültig ist.

In der PRANDTL - Schicht können die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten nach den Gleichungen (48) und (49) durch Einsetzen der neu bestimmten Schubspannungsgeschwindigkeit u'_* errechnet werden.

Zur anschaulichen Darstellung der Ergebnisse (Fig. 11 ff.) sind die Wind- und Schubspannungsprofile vor und hinter der Rauigkeitsänderung mit Hilfe des Calcomp Plotters der FU Berlin gezeichnet worden. Der Strömungsverlauf wurde durch das Zeichnen des Geschwindigkeitsvektors an verschiedenen Gitterpunkten und durch die Isotachen der Vertikalgeschwindigkeit dargestellt. Es wird vereinbart, daß vom Boden bis zur Höhe $0.5v_h$ die Horizontalgeschwindigkeit so gezeichnet wird, daß ein auf die Horizontale projizierter Vektor von der Länge 1 cm gleich $0.5v_h$ ist, darüber soll 1 cm gleich v_h sein.

Weiter sind auf den Plotter - Zeichnungen folgende Abkürzungen und Notationen verwendet worden:

VER. bzw. VERSH.	für	verschiedene
A	für	α
M	für	m
T, T'	für	τ, τ'
U, U', V, V', W, W'	für	u, u', v, v', w, w'
$v_{h,g}$	für	$ v_{h,g} $

4.3.1 Numerische Stabilität

Die in der Literatur zur numerischen Mathematik [18], [20], [22], [45] vorgeschlagene Untersuchung der Stabilität basiert auf der Bestimmung der Konvergenzverhältnisse bei der numerischen Integration. ZURMÜHL [45] hält $\kappa \leq 0.2$ für eine ausreichende Bedingung zur Gewährleistung der numerischen Stabilität.

Die Höhe der Adaptationsschicht liegt zwischen den Höhen, in denen

$0 < P < 1$ ist. Aufgrund des Iterationsverfahrens zur Berechnung der Ableitung nach der Höhe ändern sich jedoch die Grenzen der Adaptationsschicht. Für P gilt dann $0.10 < P < 0.95$.

In ersten Rechnungen wurden zur automatischen Schrittweitenberechnung eine obere ($A = 0.01$) und eine untere Grenze ($A = 0.05$) vorgegeben. Beim Übergang der Adaptationsschicht von der PRANDTL- in die EKMAN-Schicht entstanden Schwingungen in der Vertikalbewegung. Diese Schwingungen konnten durch die Verringerung der unteren Grenze von A auf 0.001 vermieden werden. Zur Stabilitätskontrolle wurden die obere und die untere Grenze von A auf ihren halben Wert reduziert. Obwohl die Rechenzeit stark zunahm, verbesserten sich die Ergebnisse nur unwesentlich (in der vierten Stelle hinter dem Komma). Somit konnte die numerische Stabilität durch die obere Grenze von $A = OGR = 0.01$ und die untere Grenze von $A = UGR = 0.001$ gewährleistet werden.

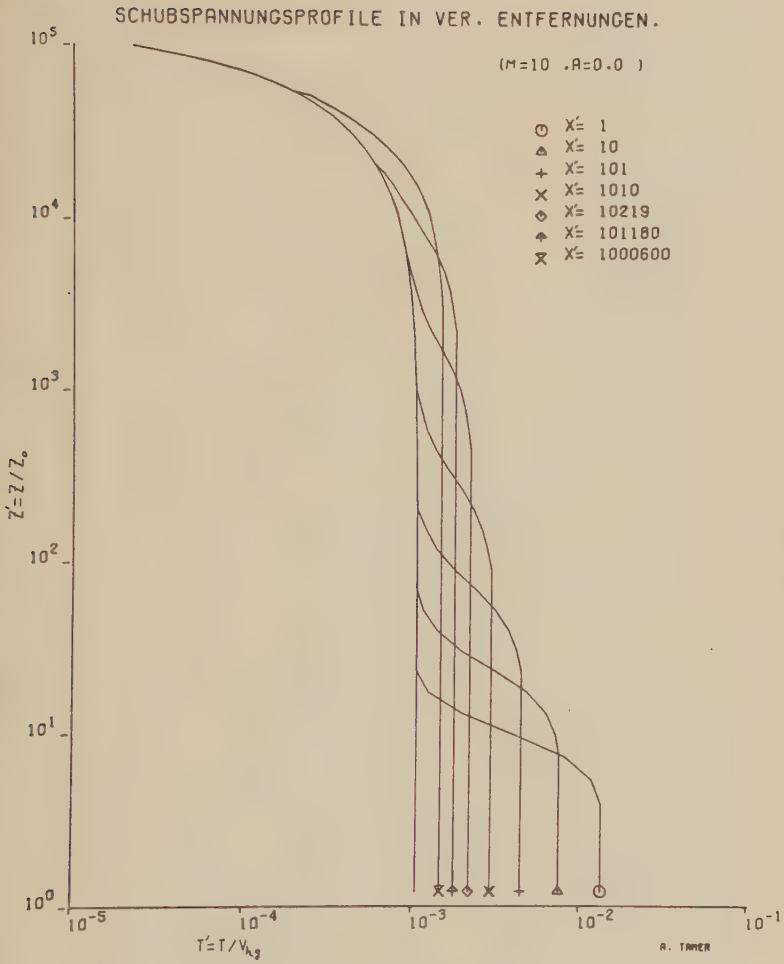
Im Anschluß an die Stabilitätsuntersuchungen ist ein Probelauf des Modells ohne Rauigkeitsveränderung ($m = 1$) durchgeführt worden, bei dem keine Störung als Folge der Programmieretechnik oder der physikalischen Darstellung der Strömung festgestellt worden ist.

4.3.2 Lösung für den Übergang von glatter zu rauher Unterlage

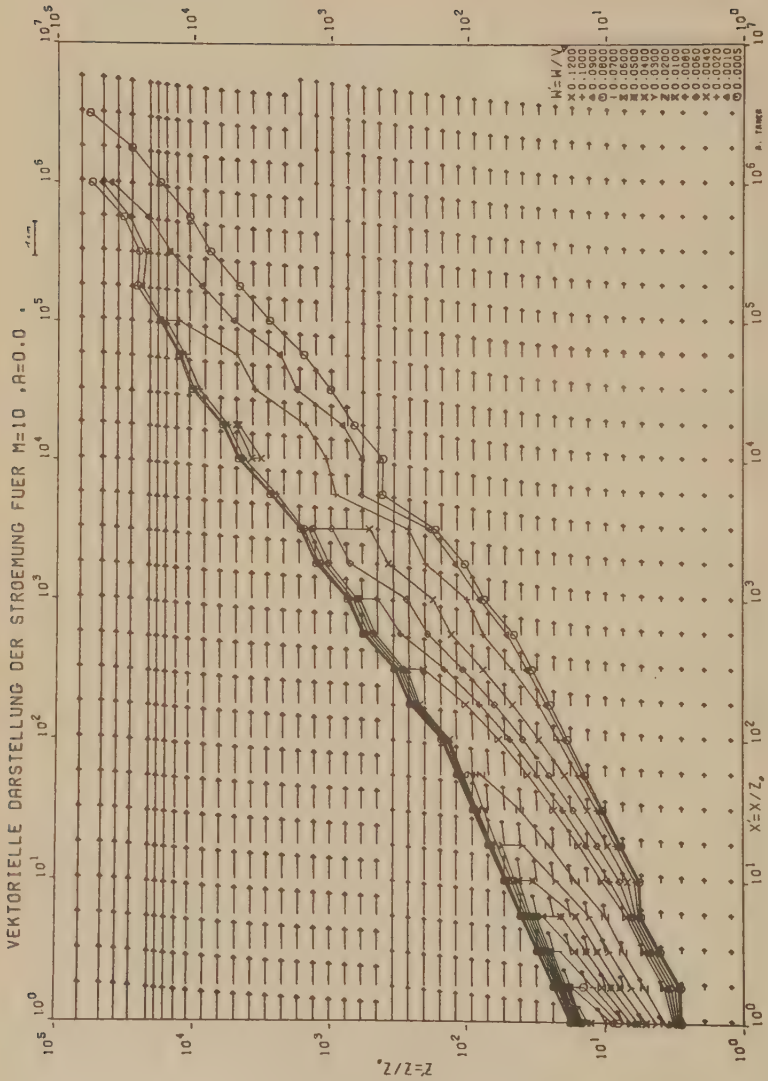
Die erste Modellrechnung ist für eine Bodenrauigkeitslänge von $z'_1 = 10$ stromabwärts durchgeführt worden (CPU-Zeit = 187 sec), d.h. für eine 10fache Bodenrauigkeitsänderung $m = z_1/z_0 = 10$. Figur 11 zeigt die Schubspannungsprofile in verschiedenen x' -Abständen. In der Entfernung $x' = 10^6$ verläuft die Schubspannung mit einem Wert von $\tau'_h = 10^{-3}$ (am Boden) parallel zu ihrem Anfangsprofil; in der Höhe des geostrophischen Windes schneidet sie das Anfangsprofil. Der Verlauf des Schubspannungsprofils ist somit im Einklang mit der Theorie.

In Figur 12 ist der Strömungsverlauf ab $x' = 1$ bis $x' = 2 \cdot 10^6$ vektoriell dargestellt. Für $x' = 1$ erstreckt sich die Adaptationsschicht von $z' = 2.8$ bis $z' = 17.7$ und in diesem Bereich erreicht die Vertikalkomponente des Windvektors den Wert $w' = 0.12$. Die Adaptationsschicht steigt mit zunehmender Entfernung an; die Vertikalgeschwindigkeit nimmt allgemein ab, so daß sie in der Höhe des geostrophischen Windes bei einer Entfernung $x' = 10^6$ nur $w' = 0.001$ beträgt. Bei einer Geschwindigkeit des geostrophischen Windes von 10 m/sec ergibt sich dann für $w = 0.001 \cdot 10^3 = 1$ cm/sec.

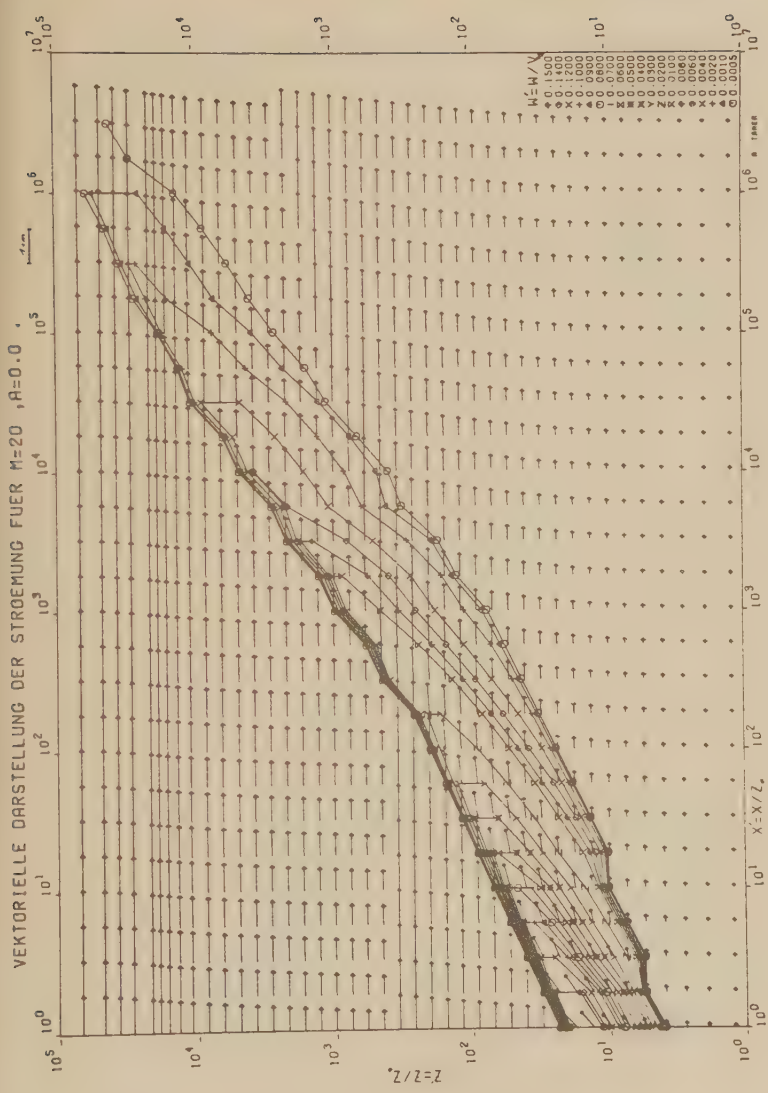
Die Abnahme der Vertikalgeschwindigkeit mit der Entfernung ist nicht stetig. Für den Fall $m = 10$ ($\alpha = 0$) ergibt sich für $x' = 10^4$ in der Höhe $z' = 2921$ ein zweites Maximum von $w' = 0.004$, d.h. daß der Einfluß der Bodenrauigkeitsänderung auf die Vertikalbewegung in der PRANDTL-Schicht abnimmt, in der EKMAN-Schicht erneut ein Maximum erreicht und nach diesem wieder kleiner wird.



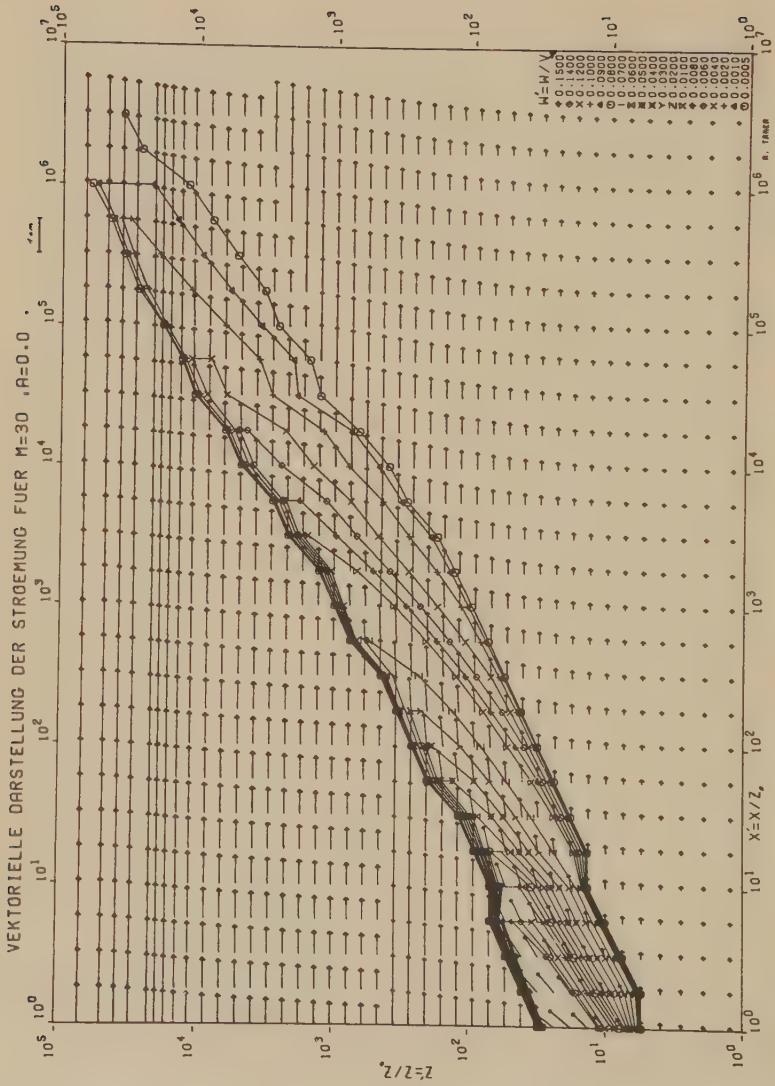
Figur 11



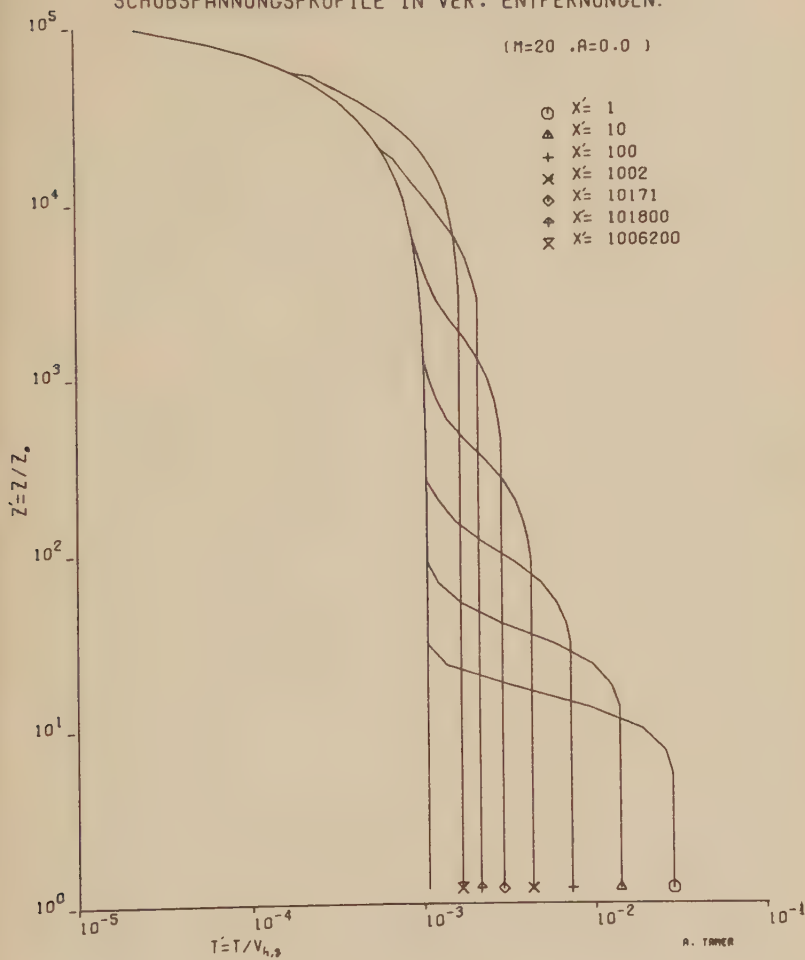
Figur 12



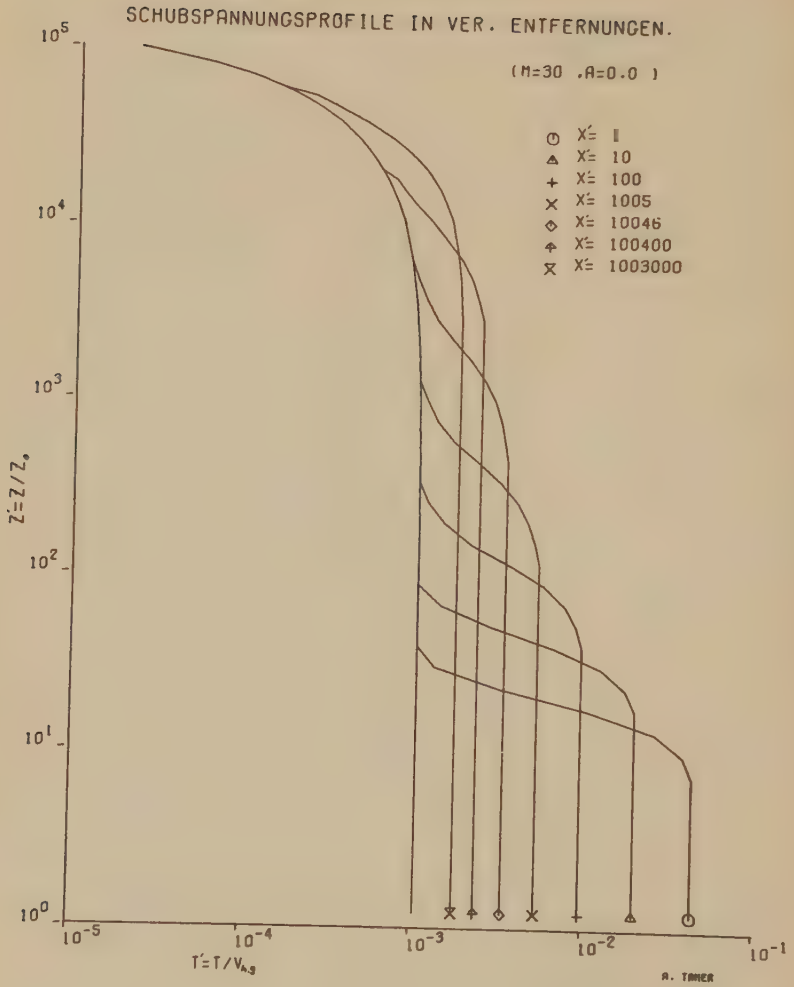
Figur 13



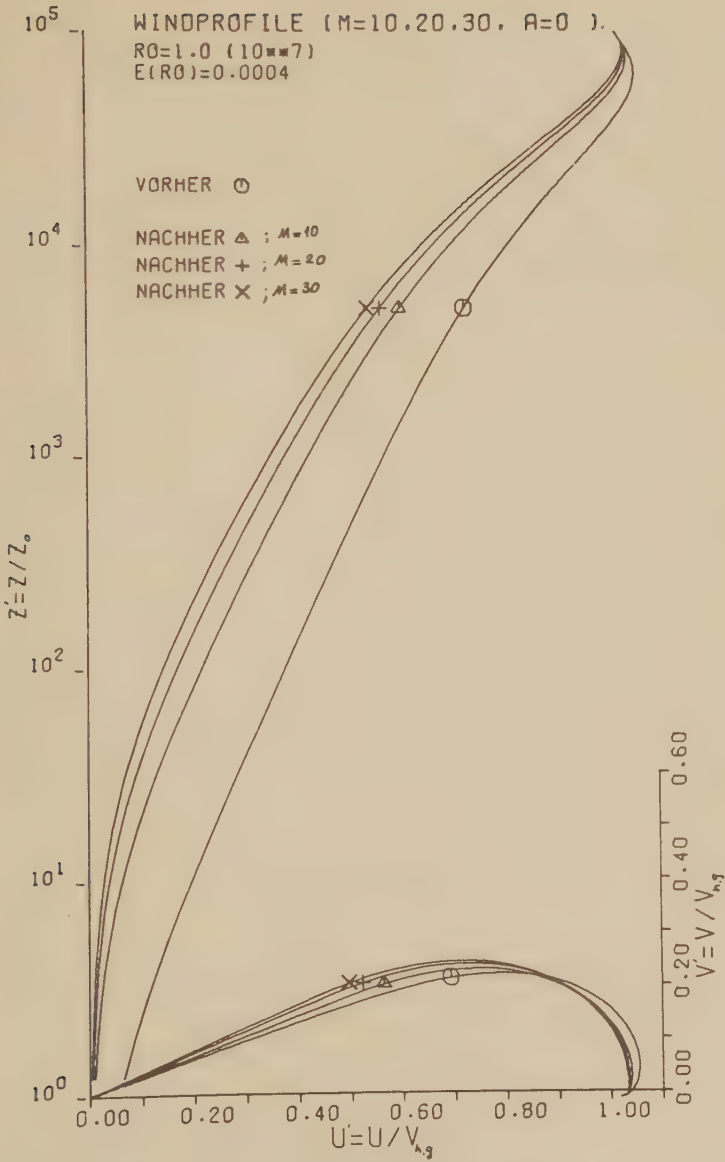
SCHUBSPANNUNGSPROFIE IN VER. ENTFERNUNGEN.



Figur 15



Figur 16



Figur 17

Figur 13 stellt den Strömungsverlauf für $m=20$ und Figur 14 für $m=30$ dar. Aus dem Vergleich der Darstellungen 12, 13 und 14 ist festzustellen, daß bei größerer Rauigkeitsänderung auch die Vertikalbewegung anwächst. Die Adaptationsschichten zeigen mit zunehmender Entfernung in ihren Schichtdicken keine bedeutenden Unterschiede. Bei kleineren Rauigkeitsänderungen liegt die Adaptationsschicht lediglich niedriger.

Figur 15 und Figur 16 zeigen die Schubspannungsprofile für verschiedene Rauigkeitsänderungen in verschiedenen Entfernungen. Mit der Zunahme von m nehmen auch die Schubspannungswerte zu. Figur 17 zeigt die EKMAN - Spiralen und die Windprofile bei unterschiedlichen Rauigkeitsänderungen. Der Winkel zwischen dem Bodenschubspannungsvektor und dem geostrophischen Wind verschiebt sich bei unterschiedlichen abrupten Änderungen der Bodenrauigkeit wie folgt:

$$\begin{aligned} m=10, \quad \alpha=0 &: \beta_0 = 20,10^\circ \\ m=20, \quad \alpha=0 &: \beta_0 = 21,72^\circ \\ m=30, \quad \alpha=0 &: \beta_0 = 22,79^\circ \end{aligned}$$

Die Durchführung des Versuchs für $m \geq 40$ blieb ohne Ergebnisse, da die numerische Stabilität nicht gewährleistet werden konnte.

4.3.3 Lösung für den Übergang von rauher zu glatter Unterlage

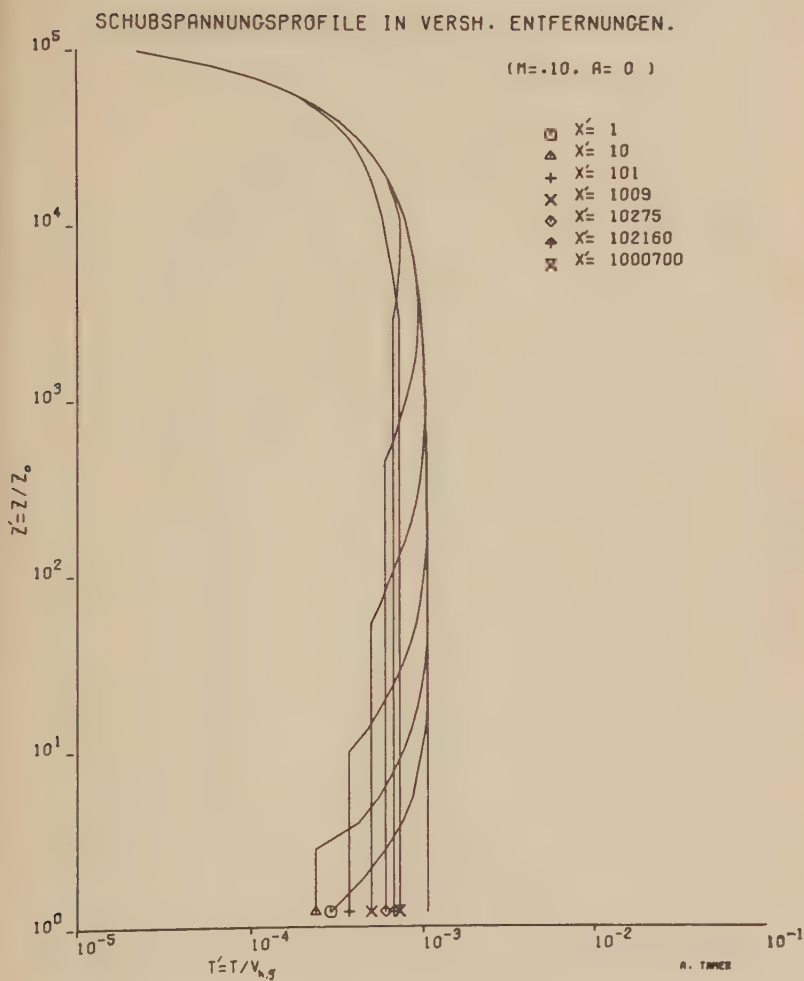
Die numerische Stabilität dieser Rechnungen ist größer als für den umgekehrten Strömungsverlauf. Aus diesem Grund können größere Integrations-schritte gewählt werden, so daß sich die Rechenzeit verkürzt (CPU - Zeit = 108 sec). Wie bereits erwähnt wurde, hat sich nach mehreren Versuchen die Beziehung für die Berechnung der Rauigkeitslänge im Bereich der Adaptationsschicht

$$m^* = m P^{1.5}$$

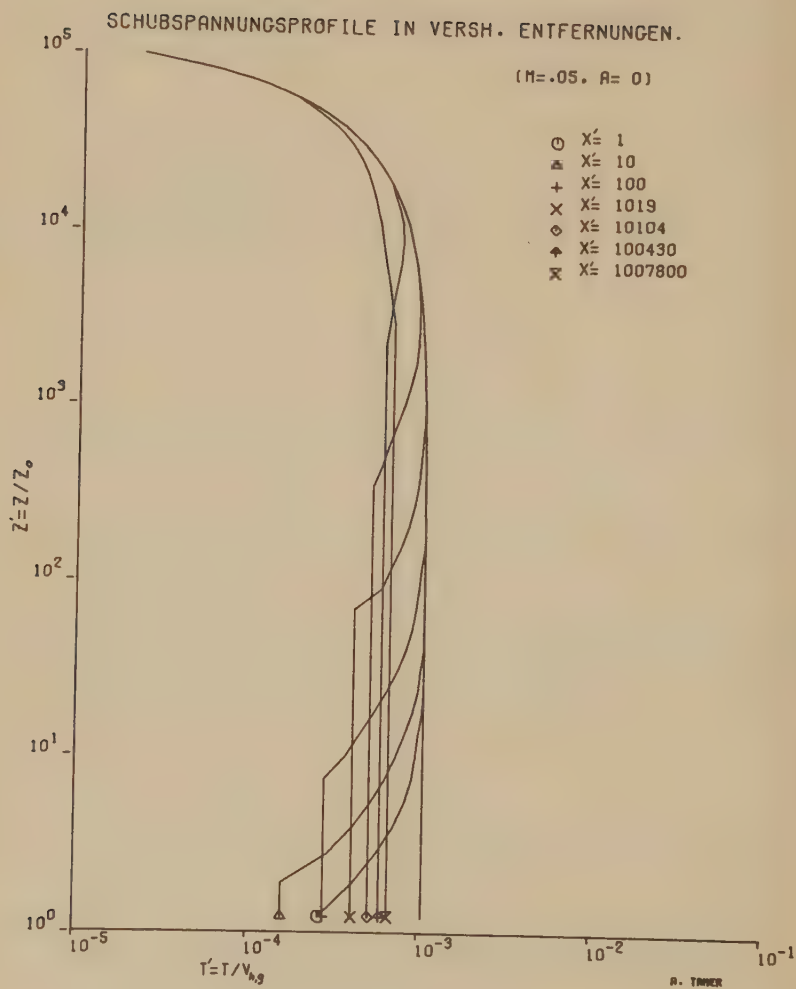
bewährt. Mit dieser Beziehung sind Rechnungen für $m=0.10$, $m=0.05$ und $m=0.033$, d.h. für 10-, 20- und 30fach glattere Bodenrauigkeit durchgeführt worden.

Die Figures 18, 19 und 20 zeigen die Schubspannungsprofile in der Höhe bei Zugrundelegung der oben angeführten Bodenrauigkeitsverhältnisse. Parallel zum vorher diskutierten Fall ist festzustellen, daß sich für den Fall $m=0.033$ die größte Absinkbewegung ergibt.

Die Adaptationsschicht für $m < 1$ liegt, wie aus den Figures 21, 22 und 23 zu ersehen ist, tiefer als im vorherigen Fall, und die Absinkgeschwindigkeit ist nicht so stark ausgebildet wie die im vorigen Kapitel diskutierten Aufwinde. Nur im Bereich von $x' = 10^5$ bis $x' = 3.2 \cdot 10^5$ ist für $m=0.10$ eine geringe Zunahme von $w' = 0.72 \cdot 10^{-3}$ bis $w' = 0.91 \cdot 10^{-3}$ feststellbar,

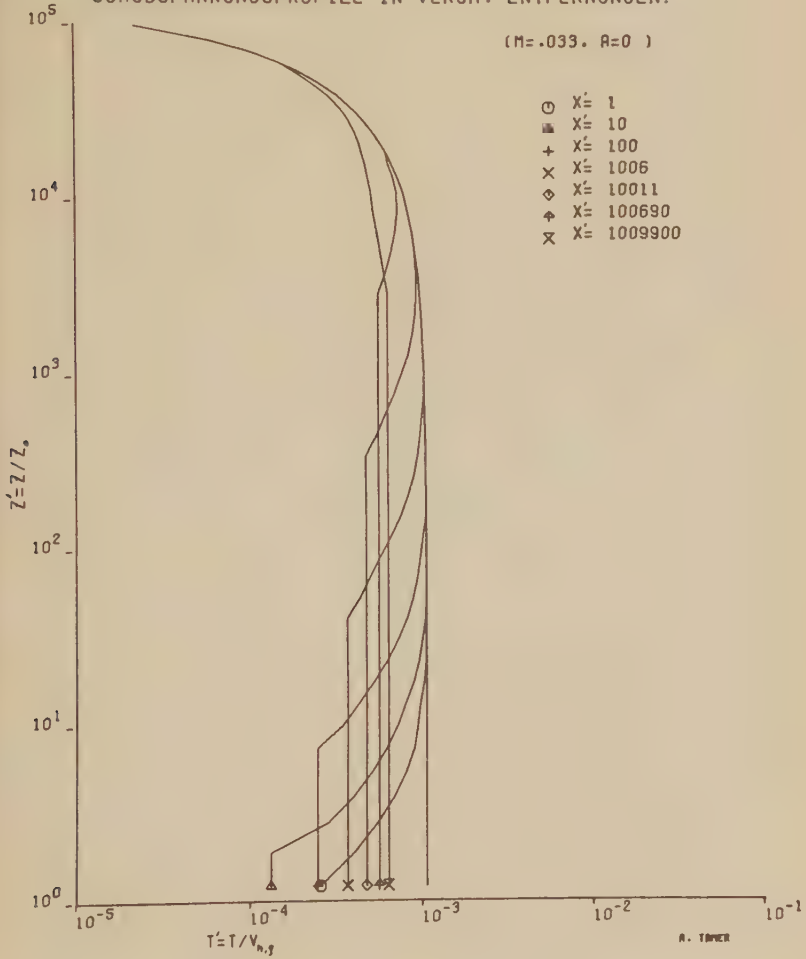


Figur 18

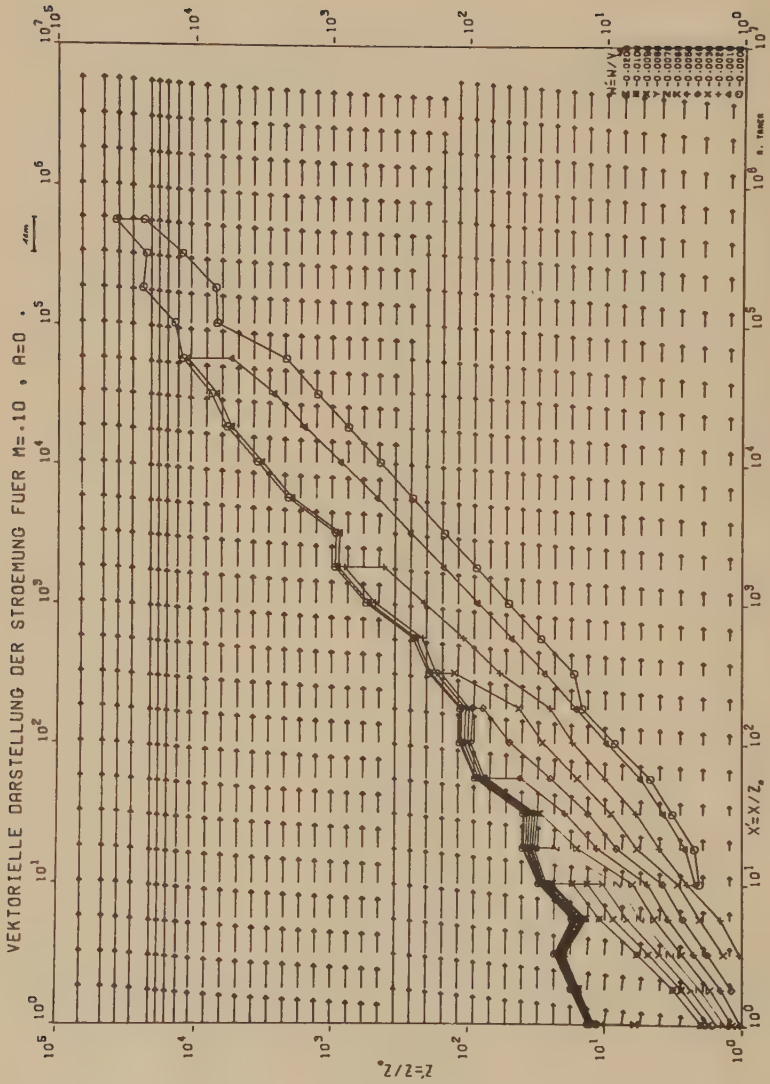


Figur 19

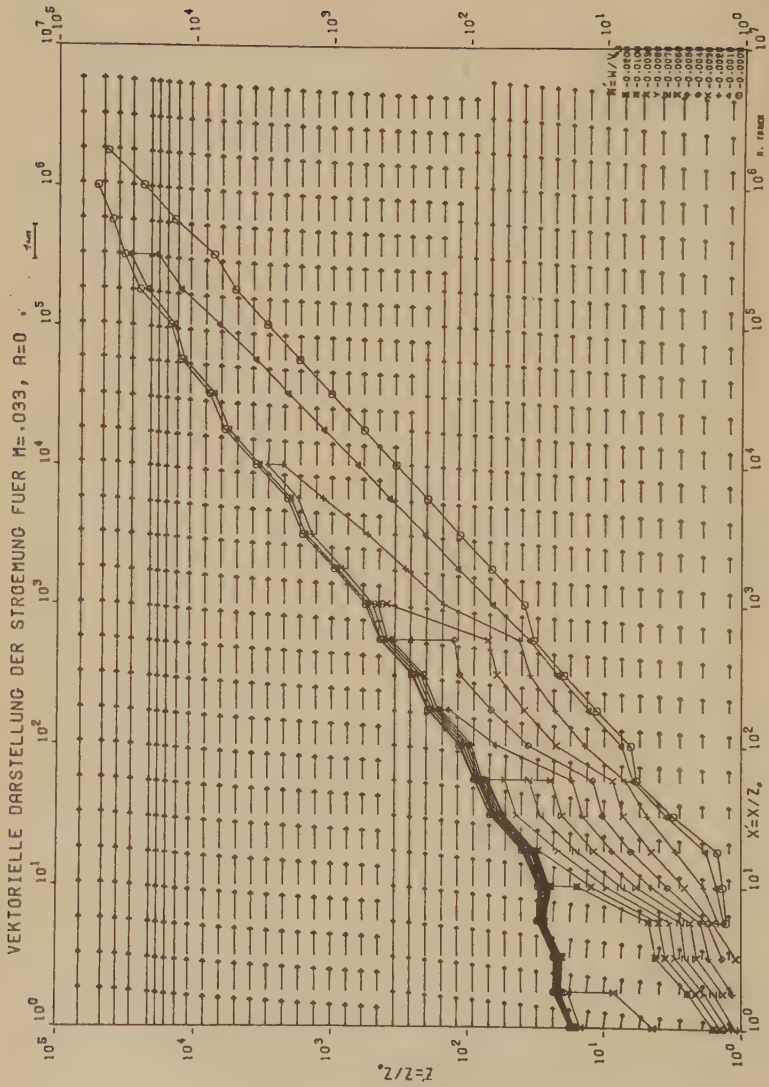
SCHUBSPANNUNGSPROFILE IN VERSH. ENTFERNUNGEN.



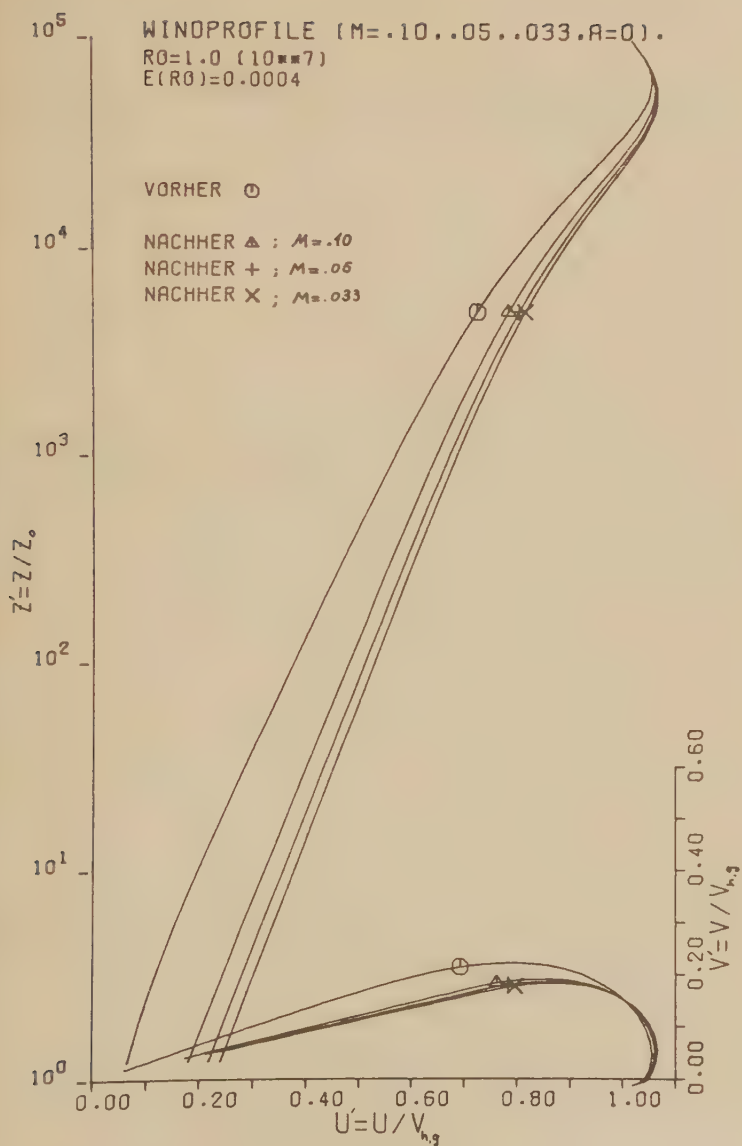
Figur 20



Figur 21



Figur 23



Figur 24

während bei größeren Rauigkeitsabnahmen keine Zunahme der Absinkbewegung erfolgt.

In Figur 24 sind die Windprofile und ihre EKMAN-Spiralen für die oben beschriebenen unterschiedlichen Strömungen zu sehen. Bei gleichbleibender Höhe nehmen die horizontalen Windgeschwindigkeiten zu; für die EKMAN-Spiralen folgt:

$$m = 0.10, \quad \alpha = 0 : \beta_0 = 15,54^\circ$$

$$m = 0.05, \quad \alpha = 0 : \beta_0 = 15,36^\circ$$

$$m = 0.033, \quad \alpha = 0 : \beta_0 = 15,25^\circ$$

4.4 Variation des Anströmungswinkels

In einer weiteren Untersuchung wurde die Strömungsrichtung zur Bodenrauigkeitsänderung variiert. Im Winkelbereich $-60^\circ < \alpha < 60^\circ$ wurden die Fälle für $60^\circ, 45^\circ, 30^\circ, 0^\circ, -18,8^\circ, -30^\circ, -45^\circ, -60^\circ$ berechnet. Bei der Erweiterung des Winkelbereichs ergaben sich numerische Instabilitäten. Es ist zu vermuten, daß in diesem Bereich Wirbelstraßen in Richtung der Strömung auftreten, die senkrecht zur Strömung rotieren. Da das Gleichungssystem eine horizontal homogene Strömung beschreibt ($\partial u'/\partial y' = \partial v'/\partial y' = \partial w'/\partial y' = 0$), ist es nur unter der Bedingung $-60^\circ < \alpha < +60^\circ$ anwendbar. Die Anströmungsrichtung des Bodenwindes ist demnach:

$$\alpha + \beta_0 = 60^\circ + 18,8^\circ = 78,8^\circ$$

und

$$\alpha + \beta_0 = -60^\circ + 18,8^\circ = -41,2^\circ$$

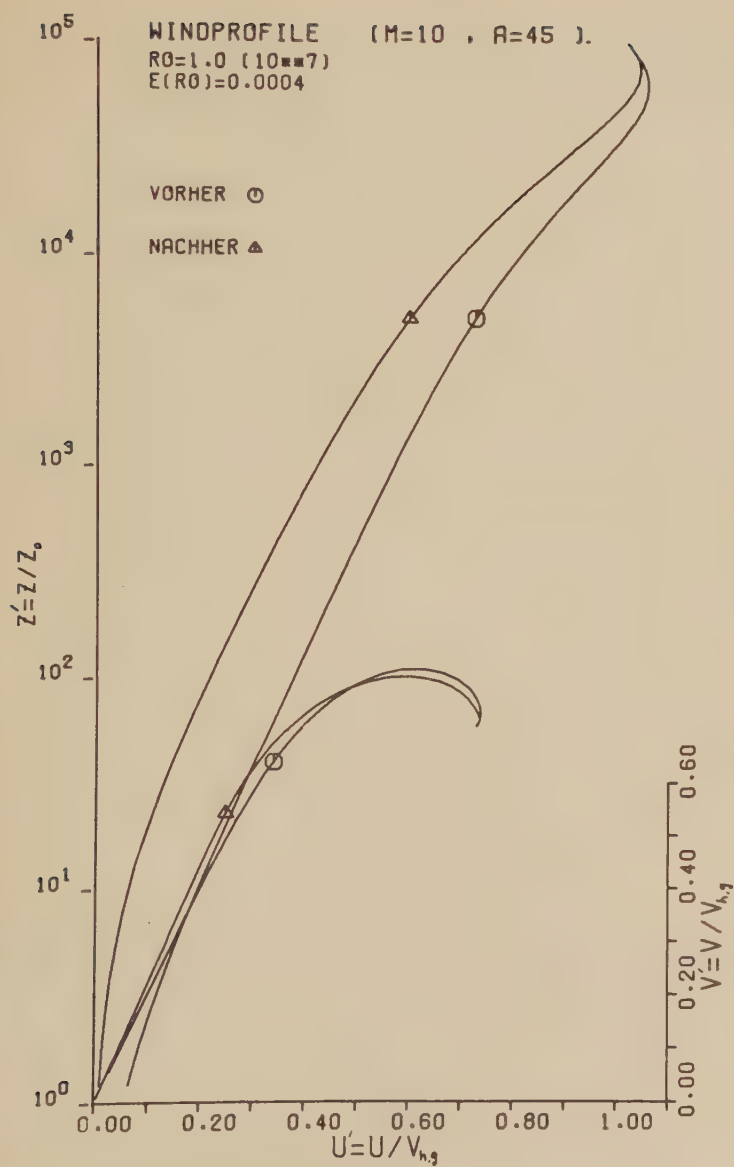
Im folgenden Kapitel werden die Berechnungen für $\alpha = 45^\circ$ und $\alpha = -45^\circ$ diskutiert.

4.4.1 Übergang von glatter zu rauher Unterlage

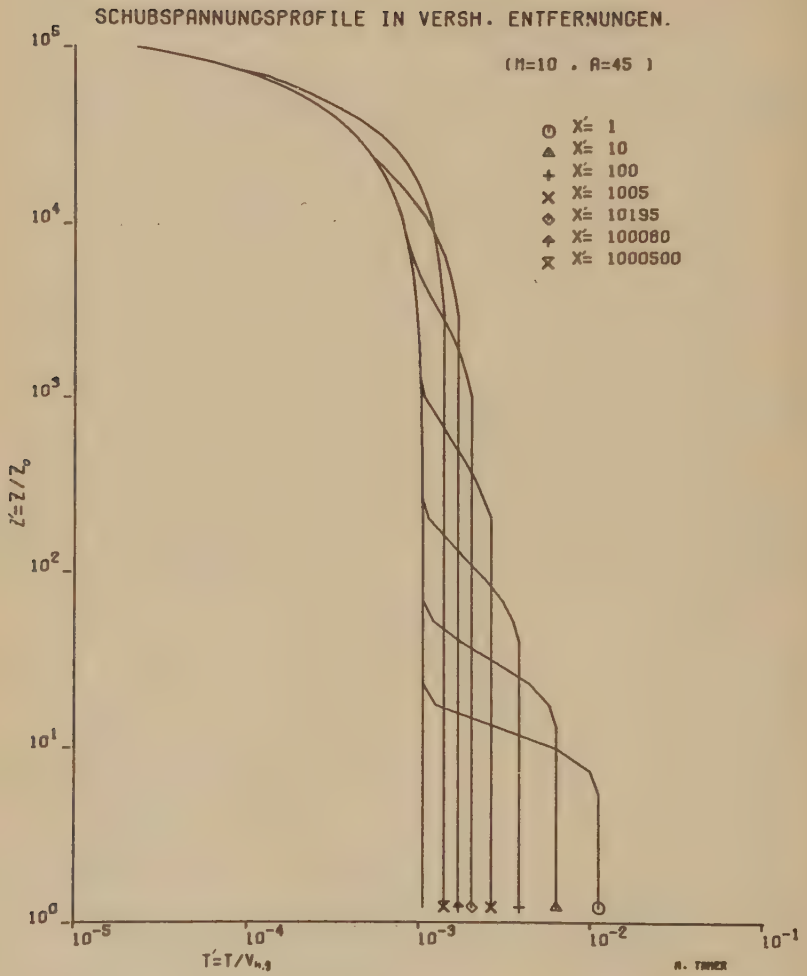
Mit der Änderung des Anströmungswinkels ändert sich bei gleichbleibender Ober- und Untergrenze mit der numerischen Genauigkeit auch die Rechenzeit, da die Integrationsschritte variabel sind. Aus Tabelle 1 sind die Maße für die numerische Stabilität der Rechnungen ablesbar.

Im Falle $\alpha = -18,8^\circ$ sind die erforderlichen Integrationsschrittweiten im Verhältnis größer als bei den anderen in der Tabelle dargestellten Beispielen.

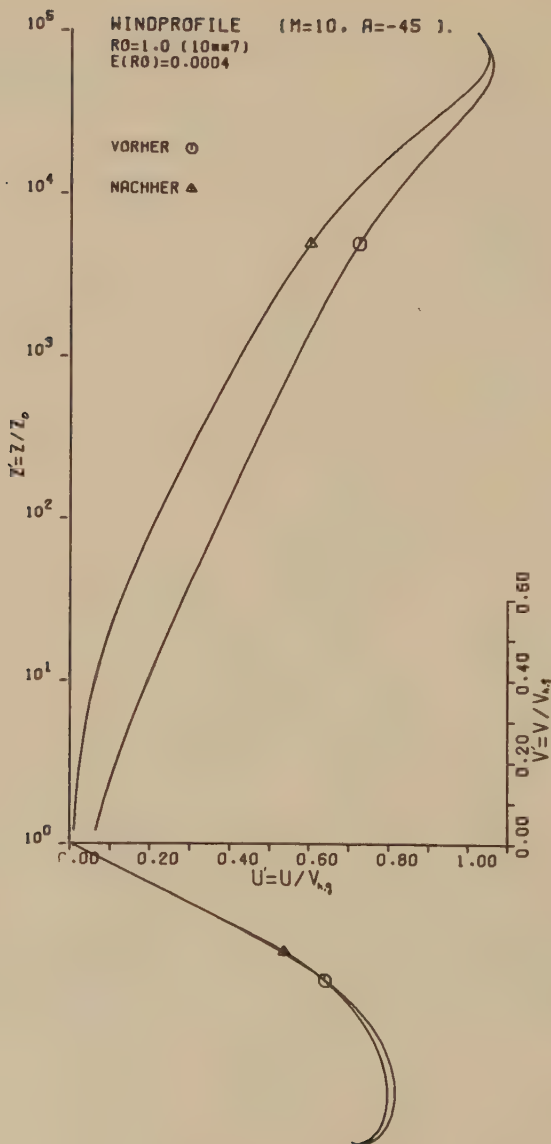
Die Figuren 25, 26 und 27 zeigen die Ergebnisse der Strömung für $\alpha = 45^\circ$, die Figuren 28, 29 und 30 für $\alpha = -45^\circ$.



Figur 25

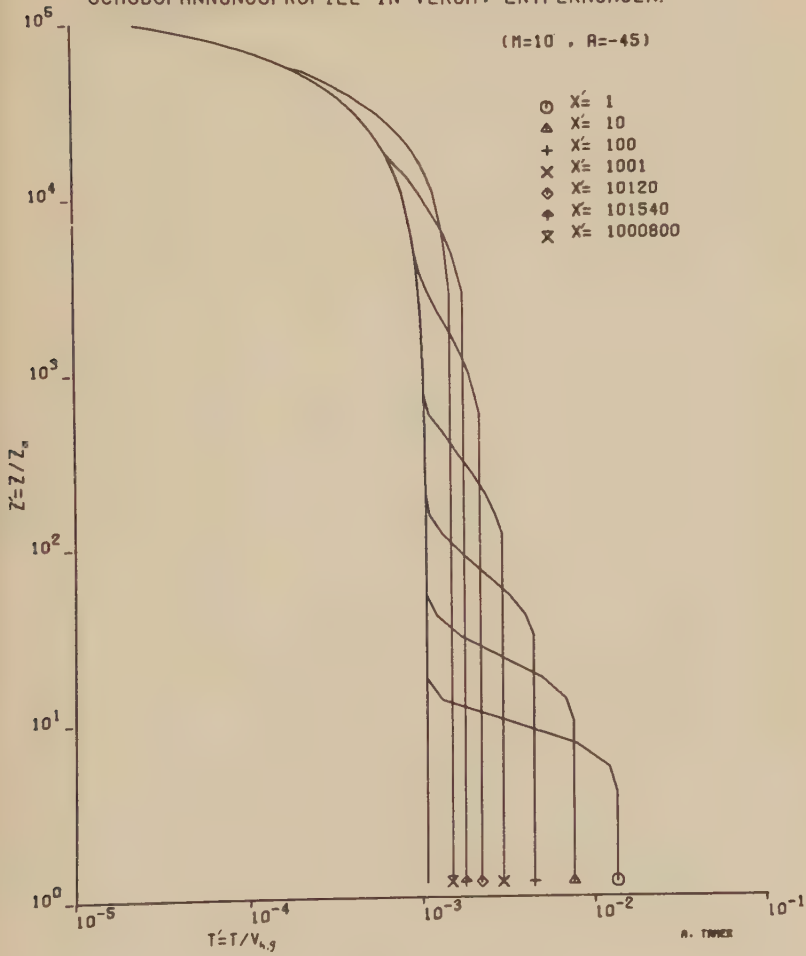


Figur 26

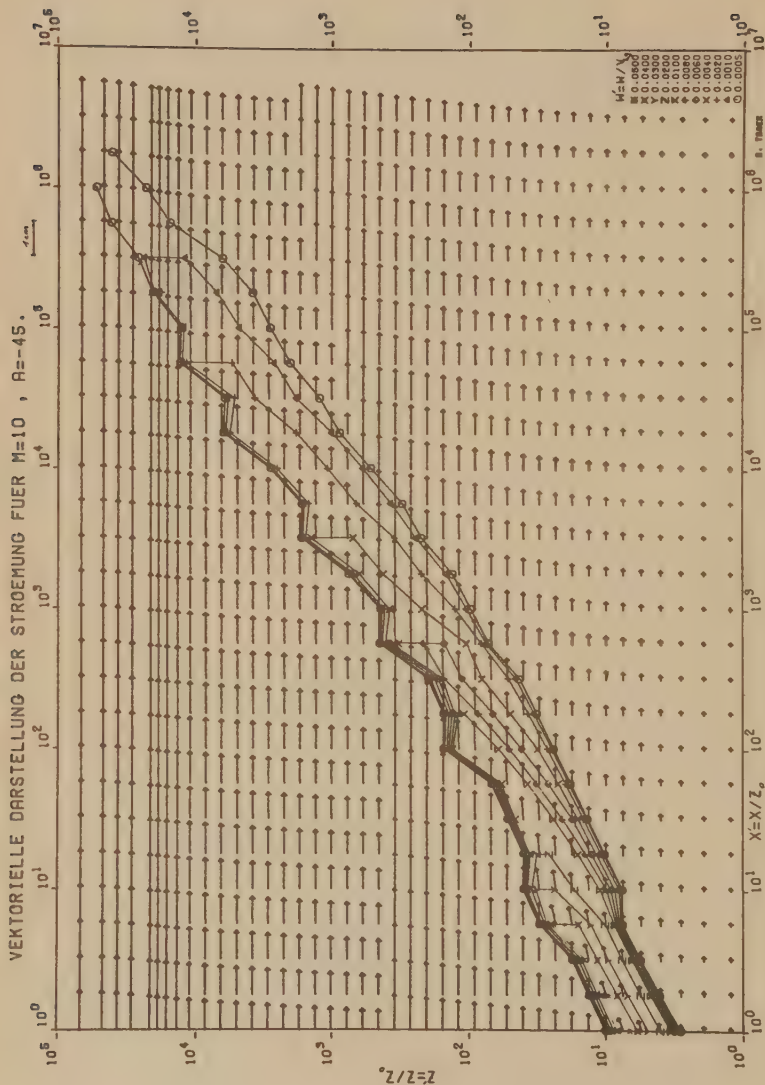


Figur 28

SCHUBSPANNUNGSPROFILE IN VERSH. ENTFERNUNGEN.



Figur 29



Figur 30

Anströmungs- winkel α	obere-untere Grenze der num. Stabilität OGR - UGR	Anzahl der Integrationsschritte von $x' = 0$ bis $x' = 10^6$
60°	0.01 - 0.001	3 313
45°		2 994
30°		2 551
0°		2 461
$-18,78^\circ$		2 341
-30°		2 636
-45°		2 605
-60°		2 618

Tabelle 1

Die Winkeländerungen der EKMAN-Spiralen sind aus den Darstellungen 25 und 28 zu ersehen und in Tabelle 2 berechnet.

Anströmungs- winkel α	B. Rauhig- keitsän- derung $m = z_1/z_0$	Anströmungswinkel des Bodenwindes ($\alpha + \beta$)		Winkel d. Ekman- Spirale β	Schubspannung τ'_h in d. Prandtl - Schicht	
		vorher	nachher		vorher	nachher
60°	10	$78,78^\circ$	$80,51^\circ$	$20,51^\circ$	$1,056 \cdot 10^{-3}$	$1,23 \cdot 10^{-3}$
45°	10	$63,78^\circ$	$65,85^\circ$	$20,85^\circ$	$1,056 \cdot 10^{-3}$	$1,27 \cdot 10^{-3}$
30°	10	$48,78^\circ$	$49,52^\circ$	$19,52^\circ$	$1,056 \cdot 10^{-3}$	$1,28 \cdot 10^{-3}$
0°	10	$18,78^\circ$	$20,10^\circ$	$20,10^\circ$	$1,056 \cdot 10^{-3}$	$1,28 \cdot 10^{-3}$
$-18,78^\circ$	10	0°	$1,24^\circ$	$20,02^\circ$	$1,056 \cdot 10^{-3}$	$1,28 \cdot 10^{-3}$
-30°	10	$-11,22^\circ$	$-9,98^\circ$	$20,02^\circ$	$1,056 \cdot 10^{-3}$	$1,28 \cdot 10^{-3}$
-45°	10	$-26,22^\circ$	$-26,20^\circ$	$18,80^\circ$	$1,056 \cdot 10^{-3}$	$1,30 \cdot 10^{-3}$
-60°	10	$-41,22^\circ$	$-40,62^\circ$	$19,38^\circ$	$1,056 \cdot 10^{-3}$	$1,29 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 2

Bei näherer Betrachtung der Tabelle 2 fällt auf, daß die Schubspannungswerte nur unwesentlich voneinander abweichen, was auf die numerischen Ungenauigkeiten zurückzuführen ist.

Wie im Kap. 4.3.2 für $\alpha = 0^\circ$, $m = 10$ eine Zunahme der Vertikalbewegung in mittleren Höhen festzustellen war, so ergibt sich hier ein ähnliches

Ergebnis für $\alpha = 45^\circ$ bei einer Entfernung von $x' = 0.56 \cdot 10^6$ (jedoch nicht für $\alpha = -45^\circ$). Dagegen wächst die Vertikalgeschwindigkeit bei negativem Anströmungswinkel in der EKMAN-Schicht an, und die Adaptationsschicht verläuft tiefer. Der Winkel zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind ändert sich mit der Anströmungsrichtung, so daß sich für die beiden Extreme die folgenden Werte ergeben:

$$\text{bei } \alpha = 45^\circ \text{ ist } \beta = 20,85^\circ$$

$$\text{bei } \alpha = -45^\circ \text{ ist } \beta = 18,80^\circ$$

Für $\alpha = -45^\circ$ erzeugt die Bodenrauigkeitsänderung nur eine unwesentliche Richtungsänderung in der PRANDTL-Schicht.

4.4.2 Übergang von rauher zu glatter Unterlage

Als Beispiel sei die Berechnung für $\alpha = 60^\circ$ dargestellt, weil in diesem Fall die Absinkbewegung in der EKMAN-Schicht signifikant zunimmt (vgl. Fig. 33). Die Zunahme der Absinkbewegung erfolgt im Bereich von $x' = 10^4$ ($z' = 8.5 \cdot 10^3$) bis $x' = 3.2 \cdot 10^4$ ($z' = 2.4 \cdot 10^4$) und erreicht eine Geschwindigkeit von $w' = -0.29 \cdot 10^{-2}$. Bei der Variation der Anströmungsrichtung nimmt die Absinkbewegung stark ab, z.B. ist

$$\text{bei } \alpha = 45^\circ : w' = -0.17 \cdot 10^{-2}$$

$$\text{bei } \alpha = 30^\circ : w' = -0.14 \cdot 10^{-2}$$

Bei der Variation der Anströmungsrichtung im negativen Bereich nimmt der Einfluß der Rauigkeitsänderung mit der Entfernung ab, z.B. ist

$$\text{bei } \alpha = -45^\circ$$

$$\text{in der Entfernung von } x' = 1.8 \cdot 10^5$$

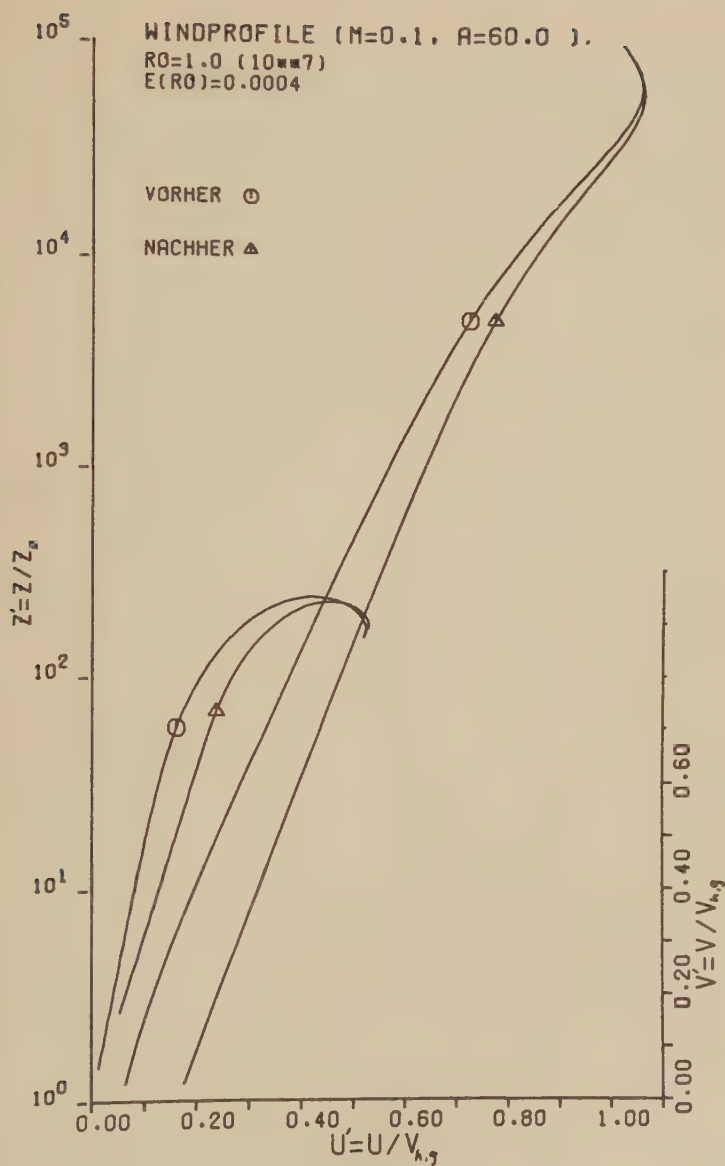
$$\text{und in der Höhe von } z' = 1.6 \cdot 10^4 : w' = -0.5 \cdot 10^{-3}$$

In den Figuren 31 und 32 sind die dazugehörigen Windprofile und die Schubspannungsprofile dargestellt.

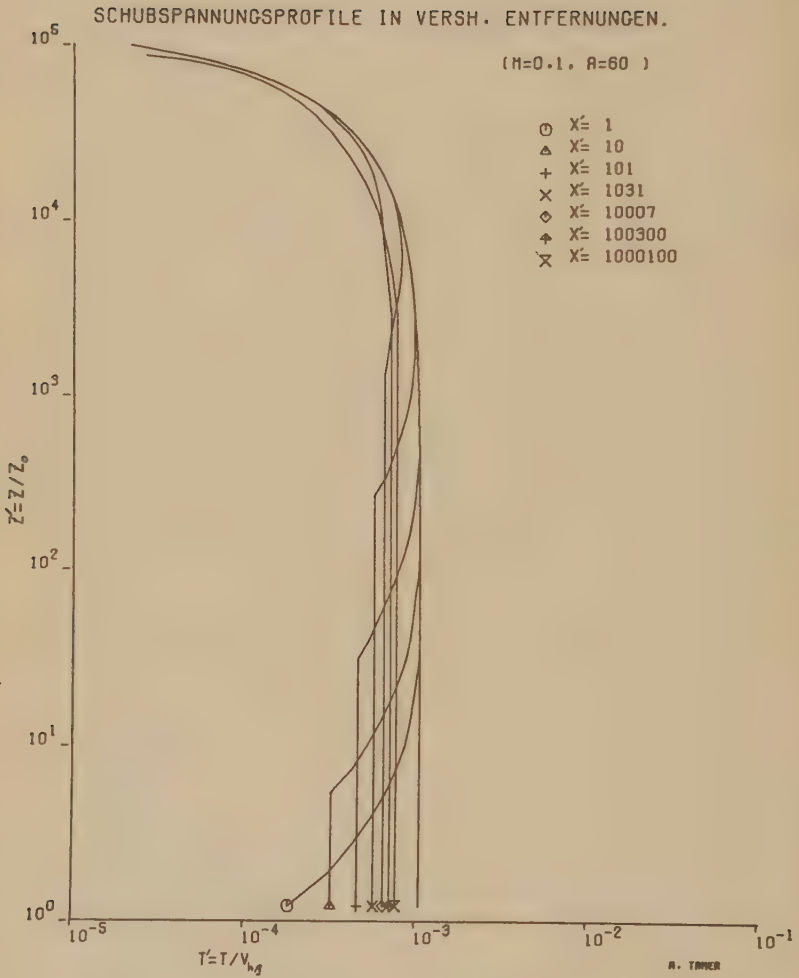
In Tabelle 3 sind die Schubspannungswerte und die Winkel der jeweiligen EKMAN-Spiralen bei verschiedenen Anströmungsrichtungen gegeben.

Bei einem Anströmungswinkel von $\alpha = 45^\circ$ nimmt der Winkel zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind im Verhältnis zur Anfangsströmung um $3,26^\circ$ ab ($63,78^\circ - 60,52^\circ$). Die Abnahme beträgt für den Fall $\alpha = -45^\circ$ nur $3,13^\circ$ ($-26,22^\circ + 29,35^\circ$).

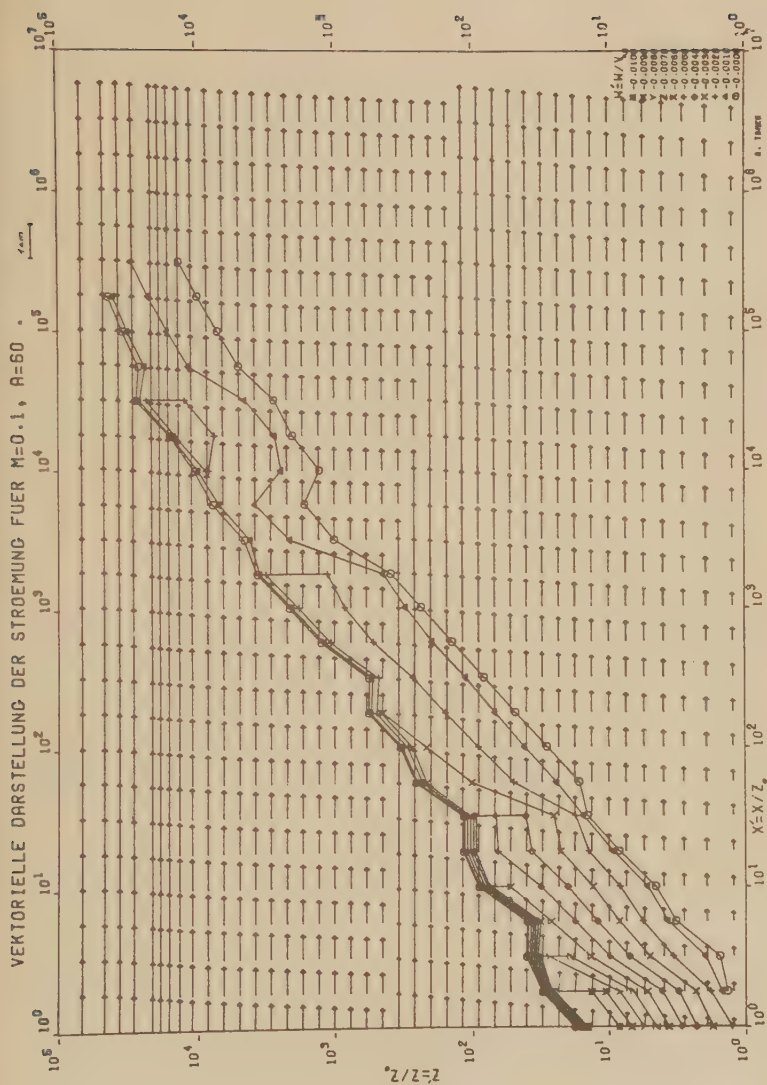
Zur Bewahrung der numerischen Stabilität der Rechnungen ist der Bereich der Schrittkennzahl mit einer oberen Grenze OGR = 0.01 und einer unteren Grenze UGR = 0.001 festgelegt (vgl. Kap. 4.3.1). Die Rechenzeit ist für diese Strömungsrichtung kürzer als im umgekehrten Fall (CPU-Zeit: 283 sec).



Figur 31



Figur 32



Figur 33

Anströmungs- winkel α	B. Rauhig- keitsän- derung $m = z_i / z_o$	Anströmungswinkel des Bodenwindes ($\alpha + \beta$)		Winkel d. Ekman- Spirale β	Schubspannung τ_h in d. Prandtl - Schicht	
		vorher	nachher		vorher	nachher
60°	0.10	$78,78^\circ$	$75,15^\circ$	$15,15^\circ$	$1.056 \cdot 10^{-3}$	$.770 \cdot 10^{-3}$
45°	0.10	$63,78^\circ$	$60,52^\circ$	$15,52^\circ$	$1.056 \cdot 10^{-3}$	$.760 \cdot 10^{-3}$
30°	0.10	$48,78^\circ$	$45,30^\circ$	$15,30^\circ$	$1.056 \cdot 10^{-3}$	$.764 \cdot 10^{-3}$
0°	0.10	$18,78^\circ$	$15,54^\circ$	$15,54^\circ$	$1.056 \cdot 10^{-3}$	$.759 \cdot 10^{-3}$
$-18,78^\circ$	0.10	0°	$-3,16^\circ$	$15,62^\circ$	$1.056 \cdot 10^{-3}$	$.757 \cdot 10^{-3}$
-30°	0.10	$-11,22^\circ$	$-14,35^\circ$	$15,65^\circ$	$1.056 \cdot 10^{-3}$	$.756 \cdot 10^{-3}$
-45°	0.10	$-26,22^\circ$	$-29,35^\circ$	$15,65^\circ$	$1.056 \cdot 10^{-3}$	$.755 \cdot 10^{-3}$
-60°	0.10	$-41,22^\circ$	$-44,54^\circ$	$15,46^\circ$	$1.056 \cdot 10^{-3}$	$.759 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3

5. ZUSAMMENFASSENDE DISKUSSION

In den vorangegangenen Kapiteln sind die Modellgleichungen und die zur Lösung des Gleichungssystems notwendigen Approximationen erläutert worden. Im Anschluß an die Berechnung eines Anfangswindprofils wurden mit Hilfe des Modells verschiedene Bedingungen der Strömungseigenschaften untersucht.

Zur weiteren Diskussion seien einige Zahlenwerte aus verschiedenen Modellrechnungen in der Tabelle 4 zusammengestellt. Aus dieser Zusammenstellung ist ersichtlich, daß

- die Adaptationsschicht bei senkrechtem Anströmen der Rauigkeitskante tiefer liegt. Bei einer Änderung der Strömungsrichtung nimmt ihre Höhe für $\alpha > 0$ stärker zu als für $\alpha < 0$.
- Die Vertikalgeschwindigkeit wird im engeren Umkreis der Rauigkeitsänderung umso stärker je mehr der geostrophische Wind nach rechts dreht ($\alpha < 0$). Bei Linksdrehung des geostrophischen Windes nimmt die Vertikalgeschwindigkeit in der EKMAN-Schicht zu.
- Allgemein ist die Vertikalgeschwindigkeit für Glatt-Rauh-Strömungen größer als für Rauh-Glatt-Strömungen.

Als Beispiele seien für die maximalen Vertikalgeschwindigkeiten folgende Fälle angeführt:

Anström- wink- el α	Bodenrauheitsänderung $m = 10$						Bodenrauheitsänderung $m = 0.10$					
	$x' = 10^3$ $z' w'_{\max}$ $[10^2][10^{-3}]$	$x' = 10^4$ $z' w'_{\max}$ $[10^3][10^{-3}]$	$x' = 10^5$ $z' w'_{\max}$ $[10^4][10^{-3}]$	$x' = 10^6$ $z' w'_{\max}$ $[10^5][10^{-3}]$	$x' = 10^3$ $z' w'_{\max}$ $[10^2][10^{-3}]$	$x' = 10^4$ $z' w'_{\max}$ $[10^3][10^{-3}]$	$x' = 10^5$ $z' w'_{\max}$ $[10^4][10^{-3}]$	$x' = 10^6$ $z' w'_{\max}$ $[10^5][10^{-3}]$	$x' = 10^3$ $z' w'_{\max}$ $[10^2][10^{-3}]$	$x' = 10^4$ $z' w'_{\max}$ $[10^3][10^{-3}]$	$x' = 10^5$ $z' w'_{\max}$ $[10^4][10^{-3}]$	$x' = 10^6$ $z' w'_{\max}$ $[10^5][10^{-3}]$
60°	17.0	4.6	5.0	0.7	2.1	0.62	8.6	2.8	17.0	-2.5	3.4	8.6
45°	5.9	5.3	5.0	3.0	1.6	1.1	7.0	1.1	5.9	-2.9	2.7	8.6
30°	4.5	5.2	3.8	3.6	1.4	1.6	4.7	0.97	4.5	-2.6	1.9	5.7
0°	3.5	6.0	2.9	4.0	1.1	1.9	4.2	1.0	4.5	-2.6	1.4	4.7
$-18,8^\circ$	3.5	6.9	2.9	4.5	1.1	2.1	5.0	1.1	4.5	-2.7	1.4	4.7
-30°	3.5	6.1	2.9	4.0	1.1	2.1	4.2	0.75	4.5	-2.8	1.4	5.7
-45°	3.5	5.9	2.2	3.5	1.1	2.0	5.2	0.75	3.5	-2.7	1.4	4.7
-60°	4.5	5.8	3.8	4.5	1.4	2.1	5.7	0.63	5.9	-2.6	1.6	4.5

Tabelle 4

1. Strömungsbedingungen : $\alpha = 30^\circ$, $m = 10$

	dimensionslose	-	dimensionsbehaftete Größen
Vertikalgeschwindigkeit:	$w' = 1.90 \cdot 10^{-3}$		$w = 1.9 \text{ cm/s}$
Entfernung	: $x' = 3.19 \cdot 10^5$		$x = 3190 \text{ m}$
Höhe	: $z' = 3.69 \cdot 10^4$		$z = 369 \text{ m}$

2. Strömungsbedingungen : $\alpha = -18,8^\circ$, $m = 10$

	dimensionslose	-	dimensionsbehaftete Größen
Vertikalgeschwindigkeit:	$w' = 3.00 \cdot 10^{-3}$		$w = 3.0 \text{ cm/s}$
Entfernung	: $x' = 3.16 \cdot 10^4$		$x = 316 \text{ m}$
Höhe	: $z' = 6.49 \cdot 10^3$		$z = 64.9 \text{ m}$

Zur Dimensionierung sind $z_0 = 1 \text{ cm}$ und $v_{h,g} = 10 \text{ m/s}$ eingesetzt worden.

An dem zweiten Beispiel ist ersichtlich, daß unter den angenommenen Bedingungen (neutrale atmosphärische Schichtung, $Ro = 10^7$, $E(Ro) = 0.0004$, bei einer Anfangsgeschwindigkeit von $u_*' = 0.0325$) die Strömung nach 316 m bei einer Bodenrauigkeitsänderung von $z_0 = 1 \text{ cm}$ zu $z_1 = 10 \text{ cm}$ in einer Höhe von rund 65 m eine Vertikalgeschwindigkeit von 108 m/h erreicht (z.B. bei einer Stadt, die von Feldern umgeben ist). Luftbewegungen in dieser Größenordnung sind, wie Prof. H. RIEHL in persönlichem Gespräch mitteilte, über Städten unter ähnlichen Bedingungen festgestellt worden.

Zum Vergleich der Ergebnisse ist die Modellrechnung von P.A. TAYLOR durchgeführt und in Fig. 34 für $m = 10$ und $m = 0.10$ dargestellt worden. Fig. 35 zeigt die Ergebnisse des in dieser Studie entwickelten Modells. Bei beiden Modellen sind die Horizontalgeschwindigkeiten fast in allen Bereichen gleich. Unterschiede ergeben sich für die Vertikalgeschwindigkeiten. Bei P.A. TAYLOR ist die Vertikalbewegung sofort nach der Veränderung der Rauigkeit in der gesamten Höhe der planetarischen Grenzschicht entwickelt und auf einen engen Bereich begrenzt. Eines der Ergebnisse dieser Studie - die Zunahme der Vertikalbewegung in der EKMAN-Schicht - ist bei P.A. TAYLOR nicht zu finden.

Zum weiteren Vergleich wurde die Arbeit von ECHOLS [9] herangezogen, welche vergleichbare Messungen enthält. Sie sind im Golf von Mexico in einem ebenen Gelände durchgeführt worden. Mit Hilfe von Windmessungen ergaben sich auf der Wasseroberfläche Rauigkeitslängen zwischen $z_0 = 0.0001$ und 0.0003 und auf dem Land zwischen $z_1 = 3$ bis 4 cm . ECHOLS bemerkt, daß sich bei einer Höhe um 6.7 m unter der Annahme logarithmischer Windprofile eine Krümmung dieser Windprofile ergab. Diese Höhe bezeichnet er als "interne Grenzschicht". Aus seinen Rechnungen ergibt sich in der internen Grenzschicht eine Schubspannungsgeschwindigkeit bei $z_1 = 3 \text{ cm}$ von $u_* = 31 \text{ cm/sec}$ und oberhalb derselben bei $z_0 = 0.0002 \text{ cm}$ eine Schubspannungsgeschwindigkeit von $u_* = 11 \text{ cm/sec}$. Bei

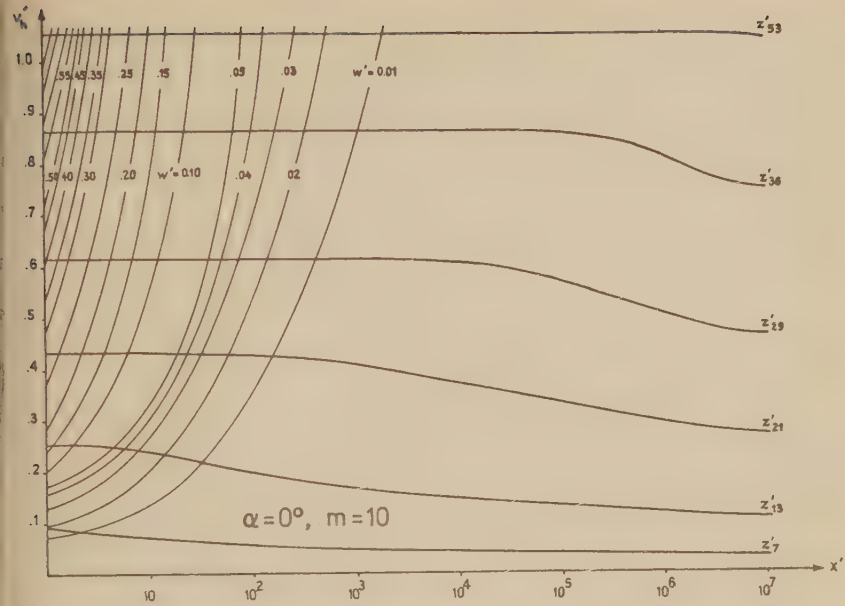
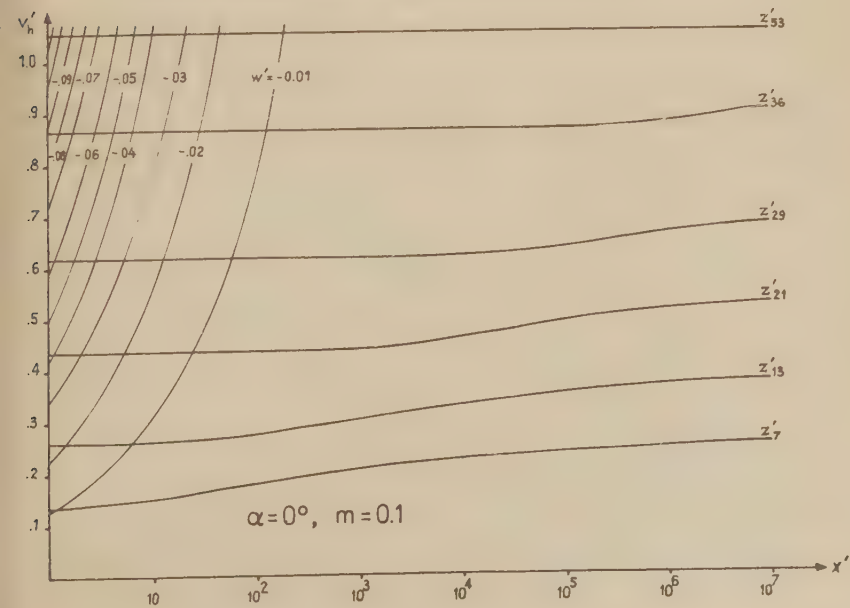


Fig.34 : Modellrechnung nach P.A. TAYLOR



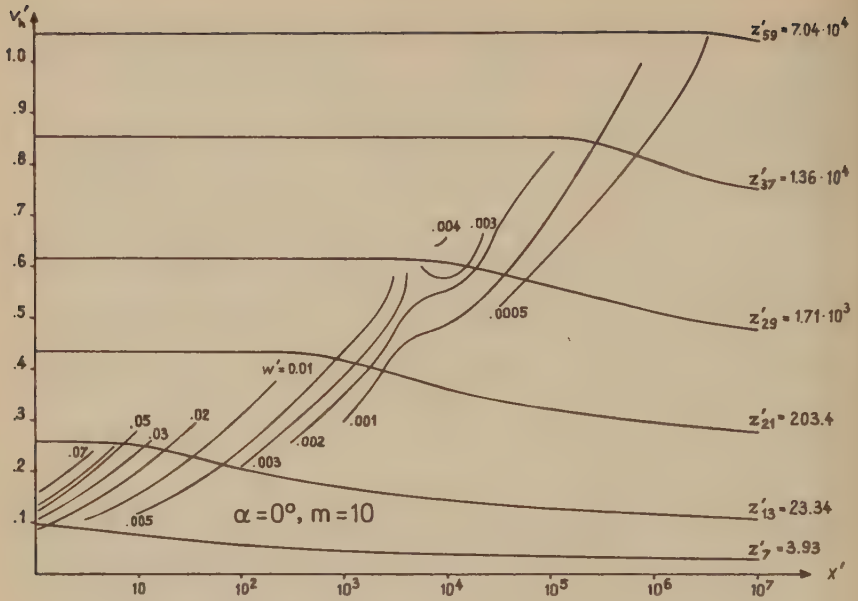
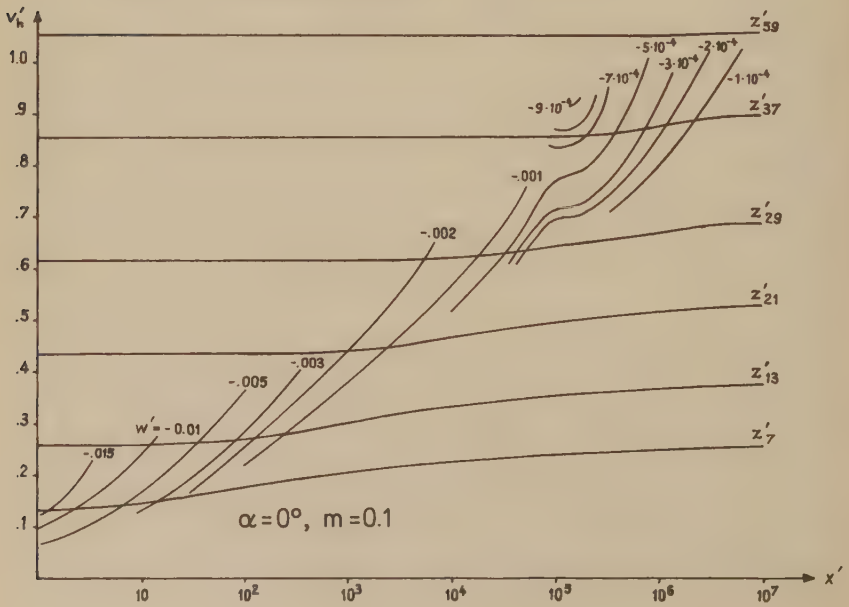


Fig. 35: Modellergebnisse



niedrigeren Windgeschwindigkeiten ist $u_* = 26$ cm/sec im unteren Bereich und im oberen Bereich $u_* = 9$ cm/sec. Die in dieser Arbeit gefundenen Ergebnisse stellen ein ähnliches Verhalten fest (vgl. Fig. 36), das übrigens auch PANOFSKY und PETERSEN [26] beobachtet haben.

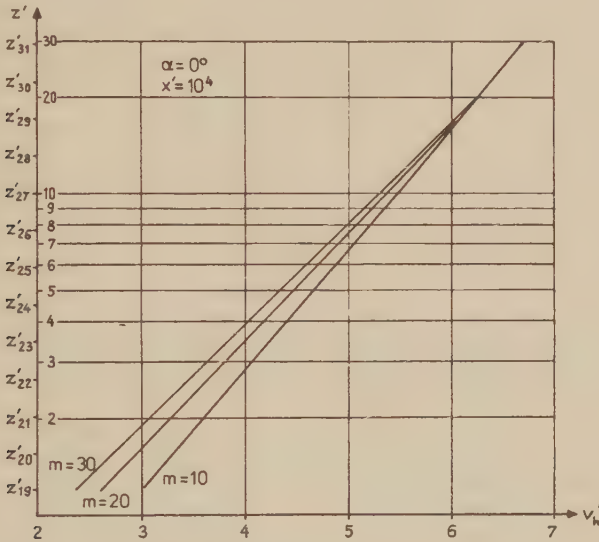


Fig. 36 : Windprofile der Modellrechnung für verschiedene $m \approx 10$

Obwohl die Bedingungen für die Messung und Modellrechnung verschieden sind, ist auch nach den in Fig. 36 zusammengestellten Ergebnissen bei einer Entfernung von $x = 100$ m und in Höhen zwischen $z_{25} = 5.91$ m und $z_{27} = 10$ m (dimensioniert nach $z_0 = 1$ cm) eine Krümmung der Windprofile feststellbar. Diese Höhen ($z_{25} - z_{27}$) bilden gleichzeitig die untere und obere Grenze der Adaptationsschicht. Die Windprofile für $m = 20$ und $m = 30$ zeigen, daß bei $x = 100$ m unter gleichen Strömungsbedingungen mit größer werdendem Rauigkeitssprung auch die Höhe der Krümmung und die Stärke der Vertikalbewegung zunimmt (Fig. 12 - 14). Da der den ECHOLSSchen Rechnungen zugrunde liegende Rauigkeitssprung mit $m = 3/0.0003$ wesentlich größer ist als der des hier vorgestellten Modells, zeigen seine Windprofile eine stärkere Krümmung.

Im Gegensatz zu bisherigen theoretischen Arbeiten, die die Höhen der internen Grenzschicht in 90 m vom Rauigkeitssprung entfernt relativ hoch ansetzen (z.B. ELLIOT bei 16 m), beobachtete ECHOLS in seiner Untersuchung nur Höhen um 6.7 m. Die Ergebnisse der vorliegenden Studie bestätigen ECHOLS' Beobachtungen. Sie ergaben, daß die Entfernung einen größeren Einfluß auf die Höhe der Adaptationsschicht (i.e. interne Grenzschicht) hat als die Größe des Rauigkeitssprungs. Außerdem ändert sich

die Höhe der Adaptationsschicht bei verschiedenen Anströmungsrichtungen nur unwesentlich (vgl. Fig. 12 - 14, 21 - 23, 27, 30, 33).

Interessante Ergebnisse liefert der Vergleich mit dem Widerstandsgesetz. Nach WIPPERMANNs Untersuchungen [44] ist ein Windprofil durch folgenden Parameter M und N bestimmt:

$$(77) \quad M = \ln(Ro \cdot u'_*) - \frac{k \cos(|\beta|)}{u'_*}$$

$$(78) \quad N = \frac{k \sin(|\beta|)}{u'_*}$$

Die thermische Schichtung der Atmosphäre (μ) ist in der folgenden empirischen Formel enthalten:

$$(79) \quad \mu = -44.2 - 24.4 \log_{10} \left(\frac{\lambda}{k \cdot u'_*/f} \right)$$

Für das Windprofil in thermisch neutraler Atmosphäre und unter barotropen Verhältnissen ergibt sich $\mu = 0$ bei dem Wert 0.015 für den Klammerausdruck in (79). WIPPERMANN hat gezeigt, daß die Windprofile unter diesen Bedingungen gegen die Anwendung der verschiedenen Mischungslängenhypothesen unempfindlich sind.

Der Parameter N ist abhängig von der dimensionslosen Schubspannungsgeschwindigkeit und dem Winkel zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind (interner Parameter). M und N sind unabhängig von der Rossby-Zahl und somit unabhängig von den externen Parametern. Da sich die thermischen Bedingungen entlang der Strömung im vorliegenden Modell nicht verändern, bleibt N konstant. Im Gleichgewichtszustand hinter der Rauigkeitsänderung kann der zur numerisch berechneten Schubspannungsgeschwindigkeit gehörende Winkel β aus der Gleichung (78) berechnet werden. Die Tabelle 5 zeigt, daß die Werte des Winkels der EKMAN-Spiralen für $\alpha = 0$ - nach beiden Verfahren berechnet - nur unwesentlich voneinander abweichen.

Anströmungswinkel α	B. Rauigkeitsänderung m	Modellergebnisse dimensionslose Schubspannung u'_*	Winkel der Ekman-Spirale β	Berechnet nach Widerstandsgesetz für u'_* β
0°	10	$3.58 \cdot 10^{-2}$	$20,10^\circ$	$20,75^\circ$
	20	$3.73 \cdot 10^{-2}$	$21,72^\circ$	$21,67^\circ$
	30	$3.83 \cdot 10^{-2}$	$22,79^\circ$	$22,32^\circ$
	0.100	$2.78 \cdot 10^{-2}$	$15,54^\circ$	$15,96^\circ$
	0.050	$2.68 \cdot 10^{-2}$	$15,36^\circ$	$15,41^\circ$
	0.033	$2.63 \cdot 10^{-2}$	$15,25^\circ$	$15,10^\circ$

Tabelle 5

Zusammenfassung

Das in dieser Studie entwickelte Modell erfaßt die Strömung im ganzen Bereich der planetarischen Grenzschicht dreidimensional, so daß auch die Vertikalgeschwindigkeit, die bislang für den Fall der abrupten Änderung in der Bodenrauigkeit nicht dargestellt worden ist, beschrieben werden kann. Die Approximationen des physikalischen Verhaltens der Strömung werden durch die Übereinstimmung der gewonnenen Ergebnisse mit den Messungen von ECHOLS gestützt.

Die nach einer Bodenrauigkeitsänderung beobachtete Vertikalbewegung in der Höhe konnte theoretisch bewiesen und berechnet werden.

Bei Variation der Anströmungsrichtung zeigt sich, daß bei einer Zunahme der Rauigkeit für $\alpha = 45^\circ$ eine maximale und für $\alpha = -45^\circ$ eine minimale Drehung des Bodenwindes zu beobachten ist. Im Falle einer Rauigkeitsabnahme bleiben die Absolutwerte der EKMAN-Spirale auch bei verschiedenen Strömungsrichtungen gleich. Nur im positiven Bereich von α ist eine weit in die Höhe und die Entfernung reichende vertikale Bewegung feststellbar, während sich im negativen Bereich von α das Ausbreitungsgebiet der Vertikalbewegung verkürzt.

Weiterführende Untersuchungen auf diesem Gebiet sollten

- a) zur Verifizierung der im Modell gemachten Annahmen empirische Messungen durchführen und
- b) weitere Anwendungsmöglichkeiten des Modells erforschen.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] BERKER, R., 1963 : Integration des equations du mouvement d'un fluide visqueux incompressible. Beitrag zum Handbuch der Physik, Herausgeber S. Flügge, VIII/2.
- [2] BLACKADAR, A.K., 1962 : The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. J. Geophys. Res. 67, 3095 - 3102.
- [3] BLOM, J. and L. WARTENA, 1969 : The influence of changes in surface roughness on the development of the turbulent boundary layer in the lower atmosphere. J. Atm. Sci. 26, 255 - 265.
- [4] BRADLEY, E.F., 1968 : A micrometeorological study of velocity profiles and surface drag in the region modified by a change in surface roughness. Quart. J. Roy. Met. Soc. 94, 361 - 379.
- [5] BRADSHAW, P., FERRIS, D.H., ATWELL, D.P., 1967 : Calculation of boundary-layer development using the turbulent energy equation. J. Fluid Mech. 28, part 3, 593 - 616.
- [6] BUSCH, N.E. and H.A. PANOFSKY, 1968 : Recent spectra of atmospheric turbulence. Quart. J. Roy. Met. Soc. 94, 132 - 148.
- [7] CHIN - HUA HUANG and E.C. NICKERSON, 1974 : Stratified flow over non-uniform surface conditions: Mixinglength model. Boundary-Layer Meteorology 5, 395 - 417.
- [8] DEFANT, A. und F. DEFANT, 1958 : Physikalische Dynamik der Atmosphäre. Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt/M.
- [9] ECHOLS, W.T., 1970 : Modification in surface boundary layer wind structure with onshore flow. Atm. Science Group Rep. 23, Univ. of Texas, College of Engineering, Austin.
- [10] ECHOLS, W.T. and N.K. WAGNER, 1972 : Surface roughness and internal boundary layer near a coastline. J. Appl. Met. 11, 658 - 662.
- [11] ELLIOTT, W.P., 1958 : The growth of the atmospheric internal boundary layer. Trans. Amer. Geophys. Union 39, 1048 - 1054.
- [12] ESTOQUE, M.A., 1959 : A preliminary report on a boundary layer numerical experiment. GRD Research Notes 20.
- [13] FORTAK, H., 1967 : Zur Energetik der planetarischen Grenzschicht. Veröff. Inst. Theor. Met., Freie Univ. Berlin.
- [14] FORTAK, H., 1967 : Vorlesungen über Theoretische Meteorologie. Veröff. Inst. Theor. Met., Freie Univ. Berlin.
- [15] FORTAK, H., 1968 : Einbeziehung der Divergenz des Vertikalstromes der turbulenten kinetischen Energie in die ELLISON-Gleichung. Veröff. Inst. Theor. Met., Freie Univ. Berlin.

- [16] FORTAK, H., 1969 : Die Parameterisierung der Divergenz des vertikal gemittelten Impulsstromtensors der planetarischen Grenzschicht. Veröff. Inst. Theor. Met., Freie Univ. Berlin.
- [17] HALTINER, G. J. and F. L. MARTIN, 1957 : Dynamical and Physical Meteorology. McGraw - Hill, New York, 214 - 243.
- [18] HENRICI, P., 1964 : Error in digital Computations. Louis B. Rall Ed., John Wiley & Sons Inc., 185 - 190.
- [19] HUEI - LIN LU, 1973 : Surface boundary layer temperature profiles and turbulent heat flux during onshore flow. Atm. Science Group Rep. 38, Univ. of Texas, Austin.
- [20] MADELUNG, E., 1964 : Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers. Band 4, Springer - Verlag, Berlin.
- [21] MOLLO - CHRISTENSEN, E., 1971 : Physics of turbulent flow. AIAA Journal, Vol. 9, No. 7, 1217 - 1228.
- [22] NATIONAL PHYSICAL LABORATORY, 1962 : Modern computing methods. Notes on Applied Science No. 16, London.
- [23] ONISHI, G. and M. A. ESTOQUE, 1968 : Numerical study on atmospheric boundary layer flow over inhomogeneous terrain. J. Met. Soc. Jap. 46, 280 - 286.
- [24] PAESCHKE, W. F., 1937 : Experimentelle Untersuchungen zum Rauheitsproblem und Stabilitätsproblem in der bodennahen Luftschicht. Beitr. Phys. d. freien Atm. 24, 163 - 189.
- [25] PANOFSKY, H. A. and A. A. TOWNSEND, 1962 : Change in terrain roughness and the wind profile. Quart. J. Roy. Met. Soc. 90, 147 - 155.
- [26] PANOFSKY, H. A. and E. L. PETERSEN, 1972 : Wind profiles and change of terrain roughness at Risø. Quart. J. Roy. Met. Soc. 98, 845 - 854.
- [27] PETERSEN, E. L. and P. A. TAYLOR, 1973 : Some comparisons between observed wind profiles at Risø and theoretical prediction for flow over inhomogeneous terrain. Quart. J. Roy. Met. Soc. 99, 329.
- [28] PETERSON, E. W., 1969 : Modification of mean flow and turbulent energy by a change in surface roughness under conditions of neutral stability. Quart. J. Roy. Met. Soc. 95, 561 - 575.
- [29] PETERSON, E. W., 1969 : On the relation between the shear stress and the velocity profile after a change in surface roughness. J. Atm. Sci. 26, 773 - 774.
- [30] PLATE, E. J. and G. M. HIDY, 1967 : Laboratory study of air flowing over a smooth surface on to small water waves. J. Geophys. Res. 72, 4627 - 4641.

- [31] PLATE, E.J., 1971 : Aerodynamic characteristics of atmospheric boundary layers. U.S. Atomic Energy Commission, Nat. Techn. Information Service.
- [32] PRANDTL, L., 1957 : Führer durch die Strömungslehre. Vieweg Verlag, Braunschweig.
- [33] RAO, R.S., WYNGAARD, J.C. and O.R. COTE, 1974 : The structure of the two-dimensional internal boundary layer over a sudden change of surface roughness. *J. Atm. Sci.* **31**, 738-746.
- [34] SADEH, W.Z., CERMAK, J.E. and KAWATANI, 1971 : Flow over high roughness elements. *Boundary Layer Meteorology*, Vol 1, 3.
- [35] SCHLICHTING, H. : Grenzschicht - Theorie. Verlag G. Braun, Karlsruhe.
- [36] SHIR, C.C., 1972 : A numerical computation of air-flow over a sudden change of surface roughness. *J. Atm. Sci.* **29**, 304-310.
- [37] TAYLOR, R.S., 1962 : Small-scale advection and the neutral wind profile. *J. Fluid Mech.* **13**, 29p.
- [38] TAYLOR, P.A., 1968 : On wind and shear stress profiles above a change in surface roughness. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **95**, 77-91.
- [39] TAYLOR, P.A., 1969 : On planetary boundary layer flow under conditions of neutral thermal stability. *J. Atm. Sci.* **26**, 427-431.
- [40] TAYLOR, P.A., 1969 : The planetary boundary layer above a change in surface roughness. *J. Atm. Sci.* **26**, 432-440.
- [41] TOWNSEND, A.A., 1965 : The response of a turbulent boundary layer to abrupt changes in surface conditions. *J. Fluid Mech.* **22**, 799-892.
- [42] TOWNSEND, A.A., 1966 : The flow in a turbulent boundary layer after a change in surface roughness. *J. Fluid Mech.* **26**, 255-266.
- [43] TSANN - WANG YU and K. WAGNER, 1970 : Diurnal variation of on-shore wind speed near a coastline. *J. Appl. Met.* **9**, 760-766.
- [44] WIPPERMANN, F., 1973 : The planetary boundary layer of the atmosphere. *Annalen der Meteorologie* Nr. 7, DWD Offenbach/M.
- [45] ZURMÜHL, R., 1963 : Praktische Mathematik. Springer Verlag, Berlin.

	PROGRAM EKSIZ1 (INPUT,OUTPUT,TAPE1)	00016
C	PROGRAMM FUER DIE EKMAN-SPIRALE MIT DER Z-EINTEILUNG.BIS Z(36) EIN	00017
C	LOGARITHISCHE UND DARUEBER LINEAPE HOEHEN EINTEILUNG.	00018
C	JULI 1974 DIPL.ING AKSIT TAMER FREIE UNIV. BERLIN	00019
	DIMENSION Z(71),U(71),V(71),W(71),UV(71)	00020
	READ1,DZETA	00021
1	FORMAT(F7.0)	00022
	PRINT2,DZETA	00023
2	FORMAT(1H1,*DIE WERTE VON EKMAN-SPIRALE IN DER LOG. UND LINEAPE	00024
	+HOEHEN EINTEILUNG*,//5X,*DZETA=*,F7.4)	00025
	H=0.0	00029
	DZ=EXP(35.*DZETA)-EXP(34.*DZETA)	00030
	DZ21=DZ/2.	00031
	DO 110 I=1,71	00032
	AI=I	00033
	IF(I.GT.36) GO TO 116	00034
	Z(I)=EXP((AI-1.)*DZETA)-1.	00035
	IF(I.GE.2) GO TO 117	00036
	ZZ=Z(I)	00037
	GO TO 120	00038
116	Z(I)=Z(I-1)+DZ	00039
117	IF (ZZ.GT.Z(I)) GO TO 110	00040
	H=Z(I)-ZZ	00041
120	CALL EKSPR (ZZ,UU,VV,H,TX,TY)	00042
	IF(ZZ-Z(I))130,132,110	00043
130	H=Z(I)-ZZ	00044
	GOTO 120	00045
132	U(I)=UU	00046
	V(I)=VV	00047
	GOTO 140	00048
140	UV(I)=(U(I)*U(I)+V(I)*V(I))*0.5	00049
	IF(V(I)) 143,142,143	00050
142	TANVU=0.	00051
	GO TO 144	00052
143	TANVU=V(I)/U(I)	00053
144	BETA=(ATAN(TANVU))*57.295779513	00054
	PRINT 146,I,Z(I),I,U(I),I,V(I),I,UV(I),BETA,TX,TY	00055
146	FORMAT(/2X,3H Z(I,2,2H)=,E11.5,3X,2HU(I,2,2H)=,E11.5,3X,2HV(I,2,2H)=,E11.5,3X,3HUV(I,2,2H)=,E11.5,3X,5HBETA=,F7.3,3X,*TX=,E10.4,3X,*TY=,E10.4)	00056
	2*TY=,E10.4)	00057
110	CONTINUE	00058
	WRITE(1)Z,U,V,UV	00059
	STOP	00060
	END	00061

	SUBROUTINE EKSPR (Z,U,V,HH,TX,TY)	00062
	IF (HH.GT.0.0) GO TO 13	00063
	READ 11,RO,ERO,ALF,Z,U,V,TX0,TY0,OGR,UGR	00064
11	FORMAT(2E15.5/F8.3/7F10.0)	00065
C	UST. IST DIE SCHUBSPANNUNGSGESCHWINDIGKEIT IN DER SENKRECHTEM	00066
C	ANSTROEMUNG	00067
	UST=SQRT(SQRT(TX0*TX0+TY0*TY0))	00068
	ASIN=TY0/(UST*UST)	00069
	BETA0=(ATAN(ASIN/SQRT(1.-ASIN*ASIN)))*57.295779513	00070
C	TX,TY SIND DIE NEUE SCHUBSPANNUNGSKOMPONENTE FUER DIE BELIEBIGE	00071
C	(ALF. VERSH.V. NULL) ANSTROEMUNG.	00072
	ZM=1.0	00073
	RO=RO/ZM	00074
	SS=SIN(ALF/57.295779513)	00075
	CC=COS(ALF/57.295779513)	00076
	UZ=UST*COS((ALF+BETA0)/57.295779513)	00077
	VZ=UST*SIN((ALF+BETA0)/57.295779513)	00078
	TX=UST*UZ	00079
	TY=UST*VZ	00080
	ALAM=RO*ERO	00081
	PRINT 12,ZM,RO,ERO,Z,U,V,TX0,TY0,OGR,UGR,ALF,BETA0	00082
12	FORMAT(1H-,*EINGEGEBENEN DATEN*,/1X,*RO (ZM=*,F4.1,*)*,4X,*E(RO)*,	00083
	F2X,*Z*,11X,*U*,11X,*V*,11X,*Z*,11X,*TX0*,9X,*TY0*,9X,*OGR*,9X,	00084
	F*UGR*,/1X,2(E11.5,3X),7(2X,F10.7),/2X,	00085
	F*ANSTROEMUNGSWINKEL DER GEOSTRP. WIND ALFA=*,F10.5,10X,	00086
	F*DEP WINKEL ZWISCHEN GEOSTRP. UND BODEN WIND BETA0=*,F10.5)	00087
	RETURN	00088
13	CONTINUE	00089
	XL1=0.4*(Z+ZM)/(1.+(0.4*Z)/ALAM)	00090
	KSTEU=0	00091
14	HR=HH/RO	00092
	XL1H=XL1/HH	00093
	Z2=Z+.5*HH	00094
	XL2H=(.4*(Z2+ZM)/(1.+(.4*Z2)/ALAM))/HH	00095
	Z4=Z+HH	00096
	XL4H=(.4*(Z4+ZM)/(1.+(.4*Z4)/ALAM))/HH	00097
	KK10=HR*(SS-V)	00098
	KK20=HR*(U-CC)	00099
	T=XL1H*(TX*TX+TY*TY)**.25	00100
	KK30=TX/T	00101
	KK40=TY/T	00102
	KK11=HR*(SS-(V+.5*KK40))	00103
	KK21=HR*((U+.5*KK30)-CC)	00104
	T1X=TX+.5*KK10	00105
	T1Y=TY+.5*KK20	00106
	T1=XL2H*(T1X*T1X+T1Y*T1Y)**.25	00107
	KK31=T1X/T1	00108
	KK41=T1Y/T1	00109
	KK12=HR*(SS-(V+.5*KK41))	00110
	KK22=HR*((U+.5*KK31)-CC)	00111
	T2X=TX+.5*KK11	00112
	T2Y=TY+.5*KK21	00113
	T2=XL2H*(T2X*T2X+T2Y*T2Y)**.25	00114
	KK32=T2X/T2	00115
	KK42=T2Y/T2	00116
	KK13=HR*(SS-(V+KK42))	00117
	KK23=HR*((U+KK32)-CC)	00118

III

	T3X=TX+.5* XK12	00119
	T3Y=TY+.5* XK22	00120
	T3=XL 4H*(T3X*T3X+T3Y*T3Y)**.25	00121
	XK33=T3X/T3	00122
	XK43=T3Y/T3	00123
	IF (XK11.EQ.XK10) GO TO 15	00124
	AKAP1=(XK12-XK11)/(XK11-XK10)	00125
	GO TO 25	00126
15	AKAP1=0.	00127
25	IF (XK21.EQ.XK20) GO TO 16	00128
	AKAP2=(XK22-XK21)/(XK21-XK20)	00129
	GO TO 26	00130
16	AKAP2=0.	00131
26	IF (XK31.EQ.XK30) GO TO 17	00132
	AKAP3=(XK32-XK31)/(XK31-XK30)	00133
	GO TO 27	00134
17	AKAP3=0.	00135
27	IF (XK41.EQ.XK40) GO TO 18	00136
	AKAP4=(XK42-XK41)/(XK41-XK40)	00137
	GO TO 28	00138
18	AKAP4=0.	00139
28	AMAX=2.*AMAX1(ABS(AKAP1),ABS(AKAP2),ABS(AKAP3),ABS(AKAP4))	00140
	IF (AMAX-OGR)22,23,20	00141
20	HH=.5*HH	00142
	KSTEU=KSTEU+1	00143
	GO TO 14	00144
C	KEINE UNTERGRENZE KONTROLLE	00145
22	GO TO 23	00146
23	TX=TX+(XK10+2.*XK11+2.*XK12+XK13)/6.	00147
	TY=TY+(XK20+2.*XK21+2.*XK22+XK23)/6.	00148
	U=U+(XK30+2.*XK31+2.*XK32+XK33)/6.	00149
	V=V+(XK40+2.*XK41+2.*XK42+XK43)/6.	00150
	Z=Z+HH	00151
	RETURN	00152
	END	00153

[illegible]

ANHANG II

Programm des Modells

```

PROGRAM BORAP2(INPUT,OUTPUT,TAPE20,TAPE8=INPUT,TAPE9=OUTPUT,TAPE5) 00019
BERECHNUNG DER STROEMUNG UND AUSGABE AUCH ZUM PLOTTEN. 00020
C EIN DREIDIMENSIONALES,STATIONAERES MODEL DER INTERNENGRNZSHT, 00021
C WELCHE DURCH ABRUPTA AENDERUNG DER GODENRAUHGKEIT ZUSTANDE KOMMT. 00022
C DER UNTERSCHIED VON P.A.TAYLOR MODELL LIEGT DARIN, DASS HIER EINEN 00023
C UEBERGANG VON ADAPTED LAYER ZU EKMAN-SCHICHT IN MISCUNGSLAENGE 00024
C (L) GESCHAFFEN IST. FEBRUAR 1975 DIPL-ING. AKSIT TAMER 00025
C DIE RECHNUNG FUER DEN HORIZONTAL EN WIND VERLAUF 00026
C DIE ANFANGSWIND DATEN WERDEN MIT TAPE20 EINGEGEBEN. 00027
C DIMENSION Z(71),U(71),V(71),UV(71),AL(71),DL(71),A(35),HN(35), 00028
DE42(35),EZ(35),TA(71),TB(71) 00029
1 READ (8,1)ZM,ALF,DZETA,TX0,TY0,ERO,RO,OGR,UGR 00030
FORMAT (F10.0/F10.0/F10.0/F10.0,4E14.5/2F10.0) 00031
HM=RO*ERO/0.4 00032
TAU=SQRT(TX0*TX0+TY0*TY0) 00033
JST=SQRT(TAU) 00034
ASIN=TY0/TAU 00035
BETA0=(ATAN(ASIN/SQRT(1.-ASIN*ASIN)))*57.295779513 00036
UZ=UST*COS((ALF+BETA0)/57.295779513) 00037
VZ=UST*SIN((ALF+BETA0)/57.295779513) 00038
TX=UST*UZ 00039
TY=UST*VZ 00040
SS=SIN(ALF/57.295779513082) 00041
CC=COS(ALF/57.295779513082) 00042
Z0=1.0 00043
ZOR=(ZM-Z0)*.10+Z0 00044
NN=0 00045
AV=C.0 00046
II=3 00047
IA=II 00048
T02=0.0 00049
PT=1.0 00050
X=0. 00051
H=0.10 00052
SA=0.0 00053
PN=2.3025851/4.0 00054
WRITE (9,3)DZETA,ZM,ALF,TX0,TY0,ERO,RO,OGR,UGR,UST,BETA0 00055
REWIND 20 00056
READ(20) Z,U,V,UV 00057
DZ=EXP(35.*DZETA)-EXP(34.*DZETA) 00058
DZ21=DZ/2. 00059
DZ22=(DZETA/2.)*EXP(-DZETA/2.) 00060
C BESTIMMUNG DER SCHUBSPANNUNG UND DER WINDSCHEERUNG IM ANFANGZUSTAND 00061
TA(1)=0.0 00062
DO 140 I=2,70 00063
AL(I)=.4*(Z(I)+Z0)/(1.+(Z(I))/H4) 00064
IF(I-36) 141,142,143 00065
141 PZ=2.*DZETA*(Z(I)+Z0) 00066
GO TO 143 00067
142 PZ=2.*DZ 00068
143 DU=(U(I+1)-U(I-1))/PZ 00069
DV=(V(I+1)-V(I-1))/PZ 00070
UVD=(DU*DU+DV*DV) 00071
TA(I)=AL(I)*AL(I)*UVD 00072
TB(I)=TA(I) 00073
C BESTIMMUNG DER KONSTANTSTRESSLAYER HOEHE AUS DER JEWELIGEN SCHUB- 00074
C SPANNUNGSPROFIL.FINE 10 PROZENTIGE AENDTERUNG IST ERLAUBT. 00075

```

```

      IF (I.GT.2) GO TO 144                                00076
      TX=TA(I)-TA(I)*0.100                                00077
      GO TO 140                                             00078
144  IF (TA(I).GE.TX) IC=I                                00079
140  CONTINUE                                              00080
      WRITE (9,145) (I,Z(I),I,U(I),I,V(I),I,UV(I),I,TA(I),I=1,70),IC,Z(IC) 00081
145  FORMAT (1H,70(/3H Z(I,2H)=,E11.5,5X,2HU(I,2H)=,E11.5,5X,2HV(I,2H)=,E11.5,5X,3HTA(I,2H)=,E11.5),//5X,00082
+30HDIE HOEHE DER KONSTANTSTRESSLAYER ERREICHT BIS I=,I3,5X,I3HM,00083
+.M. BIS Z=,E12.5)                                       00085
C                                                    00086
C  AUSBAGE DER ANFANGSWINDPROFILODATEN FUER PLOTTER UND DANN E-O-R. 00087
      WRITE (5,146) (Z(I),U(I),V(I),UV(I),TA(I),I=4,70) 00088
146  FORMAT (5E11.5)                                       00089
      ENDFILE 5                                           00090
C                                                    00091
C  BERECHNUNG VON EXPONENTIELL GROESSEN, DIE IN DEN GLEICHUNGEN AUFTRETEN 00092
147  DO 148 I=2,35                                       00093
      AI=I                                                 00094
      ZETA=(AI-1.)*DZETA                                  00095
      EM2(I)=EXP(-2.*ZETA)                                00096
      EZ(I)=EXP(ZETA)                                     00097
148  CONTINUE                                              00098
C  NA, GIBT DIE BERECHNUNGSHOEHE IN DER ATMOSPHAERE              00099
      NA=65                                                00100
C  BERECHNUNG DES MISCHUNGSWEGES (L), SEINE ABLEITUNG UND A KONSTANTE 00101
      DO 150 I=2,IC                                       00102
      IF (I.GT.II) GO TO 153                              00103
      AL(I)=.4*(Z(I)+ZM)/(1.+(Z(I))/HM)                  00104
      DL(I)=(.4-.4*ZM/HM)*EZ(I)/(1.+(Z(I))/HM)**2       00105
153  HN(I)=(Z(I)+(HM-ZM)*ALOG((Z(I)+ZM)/ZM))/(0.4*HM)  00106
      A(I)=(.5*Z(I)*Z(I)+(HM-ZM)*((Z(I)+ZM)*ALOG((Z(I)+ZM)/ZM)-Z(I)))/(HM 00107
+      N(I)*.4*HM)                                       00108
150  CONTINUE                                              00109
C  SCHICHTUNGSKONSTANTEN FUER DIE BERECHNUNG DER MITTELWERFORMELN 00110
      SYM1=2.*DZ                                          00111
      SYM2=DZ*DZ                                          00112
155  SYM3=2.*DZETA                                        00113
      SYM4=DZETA*DZETA                                    00114
160  NN=NN+1                                              00115
      IPR=0                                               00116
      EK1A=0.0                                           00117
      KSTEU=100                                          00118
      WA=0.0                                              00119
      ZM2=ZM                                              00120
      DO 200 I=II,NA                                     00121
      IF (KSTEU.EQ.30) GO TO 318                          00122
      I1=I-1                                             00123
      I3=I+1                                             00124
      IF (I.EQ.II) GO TO 210                             00125
      IF (I-36) 203,212,207                             00126
203  ISTEU=10                                             00127
C  UEBER DER CONSTANT STRESS LAYER, ABER NOCH IM Ljg. WIND PROFIL. 00128
      GOTO 205                                           00129
C  CONS. STRESS LAYER IN PRANDTL-SCHICHT UND LOG. WIND PROFIL. 00130
210  ISTEU=5                                              00131
211  DZ2=DZ22                                           00132

```

	SYMA=SYM3	00133
	SYMB=SYM4	00134
	GOTO 205	00135
C	EKMAN-SCHICHT.	00136
212	ISTEU=15	00137
	SYMA=SYM1	00138
	SYMB=SYM2	00139
	DZ2=DZ21	00140
	E=1.0	00141
	EM=1.0	00142
	GO TO 207	00143
205	E=EZ(I)	00144
	EM=EM2(I)	00145
207	U1=U(I1)	00146
	V1=V(I1)	00147
	J2=U(I)	00148
	V2=V(I)	00149
	U3=U(I3)	00150
	V3=V(I3)	00151
C	4. DIFF. VERFAHREN.	00152
	DU=(U3-U1)/SYMA	00153
	DV=(V3-V1)/SYMA	00154
	D2U=(U3-2.*U2+U1)/SYMB	00155
	D2V=(V3-2.*V2+V1)/SYMB	00156
	DUV=SQRT(DU*DU+DV*DV)	00157
229	DE=AL(I)*DUV	00158
	IF(ISTEU-10)228,230,235	00159
C	DIE BESTIMMUNG DER GROESSEN FUER RUNGE-KUTTA METHODE.	00160
228	DB=AL(I)*(DU*D2U+DV*D2V)/DUV+2.*(DL(I)-AL(I))*DJV	00161
	DC=AL(I)*EM	00162
	DTX=(DB*DU+DE*D2U)*DC	00163
	DTY=(DB*DV+DE*D2V)*DC	00164
	E2=DTX/E	00165
	E3=DTY/E	00166
	E4=A(I)*DU/E	00167
	E5=A(I)*DV/E	00168
	GOTO 260	00169
230	DB=AL(I)*(DU*D2U+DV*D2V)/DUV+2.*(DL(I)-AL(I))*DJV	00170
	DC=AL(I)*EM	00171
	DTX=(DB*DU+DE*D2U)*DC	00172
	DTY=(DB*DV+DE*D2V)*DC	00173
	GOTO 250	00174
235	DB=AL(I)*(DU*D2U+DV*D2V)/DUV+2.*(DL(I)*DUV	00175
	DTX=(DB*DU+DE*D2U)*AL(I)	00176
	DTY=(DB*DV+DE*D2V)*AL(I)	00177
250	AK=EK1A	00178
255	E1=WA/E-DZ2*AK	00179
	E2=DTX/E-E1*DU	00180
	E3=DTY/E-E1*DV	00181
	E4=DZ2*DU	00182
	E5=DZ2*DV	00183
260	VIS=V(I)-SS	00184
	JIE4=U(I)-E4	00185
	JICC=CC-U(I)	00186
262	HE5=E5/H	00187
C	RUNGE-KUTTA METHODE.	00188
	XK11=H*(VIS/R0+E2)/UIE4	00189

	XK21=H*(UICC/RO+E3+XK11*HE5)/U(I)	00190
	XK12=H*(IVIS+.5*XK21)/RO+E2/(UIE4+.5*XK11)	00191
	XK22=H*(UICC-.5*XK11)/RO+E3+XK12*HE5/(U(I)+.5*XK11)	00192
	XK13=H*(IVIS+.5*XK22)/RO+E2/(UIE4+.5*XK12)	00193
	XK23=H*(UICC-.5*XK12)/RO+E3+XK13*HE5/(U(I)+.5*XK12)	00194
	XK14=H*(IVIS+XK23)/RO+E2/(UIE4+XK13)	00195
	XK24=H*(UICC-XK13)/RO+E3+XK14*HE5/(U(I)+XK13)	00196
C	UNTERSUCHUNG DER NUMERISCHEN STABILITAET.	00197
	XK1=XK12-XK11	00198
	IF (ABS(XK1/XK11).LT..1E-5) GO TO 265	00199
	AKAP1=2.*(XK13-XK12)/XK1	00200
	GO TO 266	00201
265	AKAP1=0.	00202
266	XK2=XK22-XK21	00203
	IF (ABS(XK2/XK21).LT..1E-5) GO TO 267	00204
	AKAP2=2.*(XK23-XK22)/XK2	00205
	GO TO 268	00206
267	AKAP2=0.	00207
268	AMAX=AMAX1(ABS(AKAP1),ABS(AKAP2))	00208
C	DIE FESTSTELLUNG DER SCHRITTWEITE AUS DER ERSTEN HOEHE	00209
	IF (I.GT.II) GOTO 290	00210
	IF (AMAX-UGR) 280,287,272	00211
272	H=.9*H	00212
	KSTEU=KSTEU+1	00213
	GO TO 262	00214
280	IF (AMAX-UGR) 285,285,287	00215
285	IF (KSTEU-100) 286,286,287	00216
286	IF (H.GT..10E+5.OR.H.GE.(X/30.0)) GO TO 287	00217
	H=H*1.10	00218
	GO TO 262	00219
287	H1=H	00220
	X=X+H1	00221
290	EK1=(XK11+2.*XK12+2.*XK13+XK14)/6.	00222
	EK2=(XK21+2.*XK22+2.*XK23+XK24)/6.	00223
	EK1A=EK1/H	00224
	EK2A=EK2/H	00225
C	NEU BERECHNETE HORZ. WINDKOMPONENTE.	00226
300	UA=U(I)+EK1	00227
	VA=V(I)+EK2	00228
	U(I)=UA	00229
	V(I)=VA	00230
C	BERECHNUNG DES WERTIKALWINDES, UND DER SCHUBSPANNUNG.	00231
	IF (ISTEU-10) 302,304,304	00232
302	WA=-A(I)*EK1A	00233
	UZ=UA/HN(I)	00234
	VZ=VA/HN(I)	00235
	TB(I)=UZ*UZ+VZ*VZ	00236
C	DIE KOMPONENTE VON SCHUBSPANNUNGSGESCHWINDIGKEIT UZ,VZ, SIND IN	00237
C	DER INTERNEN GRENZSCHICHT KONSTANT	00238
	U(I1)=UZ*HN(I1)	00239
	V(I1)=VZ*HN(I1)	00240
	GO TO 314	00241
304	WA=WA-DZ2*(EK1A+AK)*E	00242
	TB(I)=AL(I)*AL(I)*DUV*DUV*EM	00243
	IF (I.NE.NA) GO TO 306	00244
	U(NA)=UA	00245
	V(NA)=VA	00246

C	DIE ADAPTATIONSSCHICHT.	
306	IF (I.LE,IA) GO TO 307	00247
C	WENN GROESSERE BODENRAUHGKEIT, DANN (.LE.), SONST (.GE.).	00248
	IF (ZM2.LE,Z0R) GO TO 312	00249
	P=(TB(I)-TA(I))/TD	00250
	IF (KSTEU.EQ.50) GO TO 309	00251
	IF (P.LT,PT) GO TO 309	00252
C	KORREKTUR DER GRENZE DES PROZENTSATZES FUER DIE ANPASSUNG AN SCHUB	00253
C	SPANNUNGSPROFIL.	00254
C	ANFANG DER ADAPTATIONSSCHICHT.	00255
307	KSTEU=80	00256
	IF (IA.LT,I) IA=I	00257
	PT=(TA(I)/TA(I-1))*0.90	00258
	GO TO 314	00259
309	IF (P.LE,0.10) GO TO 313	00260
C	ADAPTATIONSSCHICHT. (KSTEU=50).	00261
	KSTEU=50	00262
C	WENN GROESSERE BODENRAUHGKEIT DANN (ZM2-Z0R), SONST (Z0R-ZM2).	00263
308	ZM2=ZM** (P**0.75)	00264
	IF (ZM2-Z0R) 312,313,314	00265
C	NOCH NICHT ADAPTIERTESSCHICHT.	00266
312	KSTEU=30	00267
	UA=U(I)	00268
	VA=V(I)	00269
	WA=0.0	00270
	EK1A=0.0	00271
313	ZM2=Z0	00272
314	AL(I3)=.4*(Z(I3)+ZM2)/(1.+Z(I3)/HM)	00273
	IF (I3.GT.35) GO TO 315	00274
	DL(I3)=((.4-.4*ZM2/HM)*EZ(I3))/(1.+Z(I3)/HM)**2	00275
	GO TO 317	00276
315	DL(I3)=(.4-.4*ZM2/HM)/(1.+Z(I3)/HM)**2	00277
317	IF (I.NE,IA) GO TO 319	00278
	TD=TB(I)-TA(I)	00279
	WD=SQRT(UA*UA+VA*VA)-UV(I)	00280
	PT=(TA(I)/TA(I-1))*0.90	00281
	GO TO 319	00282
318	UA=U(I)	00283
	VA=V(I)	00284
	AMAX=0.0	00285
C	AUSGABE ERFOLGT WENN X=SA IST.	00286
319	IF (X.LT,SA) GO TO 200	00287
	IF (IPR.GT,0) GO TO 325	00288
	IPR=1	00289
	WRITE (9,343) X,H1,ALF,BETA0,NN,ZM	00290
	WB=0.0	00291
	NB=II-1	00292
C	DIE BERECHNUNG DER WINDDATEN IN DER CONSTANT STRESS LAYER.	00293
	DO 320 K=2,NB	00294
	U(K)=UZ*HN(K)	00295
	V(K)=VZ*HN(K)	00296
	TB(K)=TB(I)	00297
321	UVB=SQRT(U(K)*U(K)+V(K)*V(K))	00298
	BETA=(ATAN(V(K)/U(K)))*57.29578	00299
	IF (U(K).LT,0.0) BETA=180.0+BETA	00300
	WRITE (9,372) K,Z(K),U(K),V(K),UVB,WB,BETA,TB(K),AL(K),ZM	00301
	CALL HRWIND (UVB,Z(K),Z(K-1))	00302
		00303

```

      IF (X.LT.1..OR.X.GT..32E+7..OR.K.LT.4) GO TO 320
      WRITE (5,355) X,Z(K),U(K),V(K),UVB,WB,TB(K)
320  CONTINUE
C    DIE BERECHNUNG DER WINDDATEN OBERHALB CONSTANT STRESS LAYER.
325  UVA=(UA*UA+VA*VA)**.5
      BETA=(ATAN(VA/UA))*57.29578
      IF (UA.LT.0.0) BETA=180.0+BETA
      IF (KSTEU.NE.50) GO TO 330
      R=(UVA-UV(I))/WD
      WRITE (9,353) I,Z(I),UA,VA,UVA,WA,AMAX,BETA,TB(I),AL(I),ZM2,P,R
      GO TO 331
330  WRITE (9,352) I,Z(I),UA,VA,UVA,WA,AMAX,BETA,TB(I),AL(I),ZM2
331  CONTINUE
C
      IF (X.LT.1..OR.X.GT..32E+7..OR.I.LT.4) GO TO 332
      WRITE (5,355) X,Z(I),U(I),V(I),UVA,WA,TB(I)
355  FORMAT (7E11.5)
332  CONTINUE
C
      CALL HRWIND (UVA,Z(I),Z(I1))
200  CONTINUE
      IF (II.LT.IA.AND.II.LT.IC) II=IA
342  IF (IPR.EQ.0) GO TO 160
      AN=AN+1.0
      SA=0.100*EXP(PN*AN)
      IF (X.LT..56E+7) GO TO 160
      DO 380 L=1,70
380  UV(L)=SQRT(U(L)*U(L)+V(L)*V(L))
      ENDFILE 5
      WRITE (5,146) (Z(I),U(I),V(I),UV(I),TB(I),I=4,70)
3    FORMAT (1H1,*ANFANGSWERTE UND EINGELESENEN DATEN*//2X,E10.4,3X,3HZM0
F=,F5.2,2X,5HALFA=,F8.3,2X,E10.4,2X,E10.4,2X,E10.4,2X,E10.4,2X,
FE10.4,2X,E10.4,5X,4HUST=,E14.6,20X,6HBETA0=,E14.6)
343  FORMAT (1H1,20HERGEBNISSE FUER X=,E12.5,5X,3HH1=,E12.5,10X,5HALFA0
1=,F9.4,5X,6HBETA0=,F9.4,3X,7HIN GRAD,3X,3HNN=,I5,3X,2HM=,F6.2,5X,
+9HDIE HOEHE,6X,1HU,11X,1HV,11X,10HHRZ.W.GSHW,2X,1HW,10X,
+8HNUM.STB.,2X,4HBETA,4X,3HTHO,8X,19HL=F(Z,H) H P R)
352  FORMAT (1H,2HZ(I,I2,2H)=,E10.4,3X,E10.4,2X,E10.4,2X,E10.4,2X,
-,E9.3,2X,E8.2,2X,F6.2,2X,E9.3,2X,F7.2,1X,F4.1)
353  FORMAT (1H,2HZ(I,I2,2H)=,E10.4,3X,E10.4,2X,E10.4,2X,E10.4,2X,
-,E9.3,2X,E8.2,2X,F6.2,2X,E9.3,2X,F7.2,F5.1,F5.2,F5.2)
372  FORMAT (1H,2HZ(I,I2,2H)=,E10.4,3X,E10.4,2X,E10.4,2X,E10.4,2X,
-,E9.3,12X,F6.2,2X,E9.3,2X,F7.2,1X,F4.1)
400  STOP
END
C
SUBROUTINE HRWIND (GESW,ZI,ZI11)
C    HIER WIRD DIE HOEHE FUER DIE HORZ. WINDKOMPONENTE AN JEDEN ZEHNER
C    GROSSEN BERECHNET.
      GSW=GESW*10.0
      IGSW=GSW
      IF (IGSW.EQ.JGSW.OR.IGSW.LE.0) GO TO 316
      GSWI=IGSW
      ZN=ZI11+(ZI-ZI11)*(GSWI/10.0-GSWN)/(GESW-GSWN)
      PRINT 354,IGSW,ZN
354  FORMAT(1H+,120X,1HZ,I2,1H=,E10.3)
316  JGSW=IGSW
      GSWN=GSW
      RETURN
END

```

LEBENS LAUF

Ich wurde am 14. Mai 1943 in Adana (Türkei) geboren. Mein Vater Şerif Tamer und meine Mutter Hikmet Tamer sind Bau-Ingenieure. Mit sechs Jahren besuchte ich die fünfklassige Volksschule in Ankara. Im Herbst 1954 ging ich dann zum Österreichischen Kolleg in Istanbul und nach fünf Jahren, darunter eine einjährige Vorbereitungsklasse, wechselte ich zum Gymnasium nach Ankara, das ich mit dem Abitur am 20. September 1961 abschloß. Im Laufe dieser zwei Jahre nahm ich an den Sprachkursen der Deutschen Bibliothek in Ankara teil und bekam für den Deutschsprachkursus im Sommer 1962 ein Stipendium des DAAD.

Nach dem Abitur besuchte ich die Technische Universität Istanbul und schloß dort mein Studium am 7. August 1968 als Diplom-Ingenieur für Meteorologie ab. In meiner Diplom-Arbeit behandelte ich die "Theorie der Küstenkonvergenz" unter Anleitung von Prof. Dr. H. Fortak, als er in Istanbul als Gastprofessor tätig war.

Nach einer kurzen Tätigkeit beim türkischen Wasserversorgungsamt bekam ich für das Studienjahr 1968 - 69 durch den DAAD ein Stipendium, um an der Freien Universität Berlin zu promovieren. Im Laufe meiner Doktorarbeit beteiligte ich mich an verschiedenen Projekten zur Modellierung von Luftreinhaltungsproblemen, darunter auch beim Projekt der Regionalen Planungsgemeinschaft Untermain sowie dem Projekt des Tiefwasserhafens Hamburg. In der Zeit vom 15. März 1972 bis 30. März 1975 hatte ich eine Teilzeitassistentenstelle an der FU Berlin.

Im Juli 1975 kehrte ich zur Ableistung meines Militärdienstes in die Türkei zurück. Seit November 1975 bin ich beim Türkischen Wetterdienst in Ankara in der Forschungsabteilung angestellt.

